



Etude expérimentale et numérique de la distribution d'intensité laser dans un plasma, et de son influence sur la diffusion Brillouin stimulée

Kevin Lewis

► To cite this version:

Kevin Lewis. Etude expérimentale et numérique de la distribution d'intensité laser dans un plasma, et de son influence sur la diffusion Brillouin stimulée. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2008. Français. NNT: . tel-00387125

HAL Id: tel-00387125

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00387125>

Submitted on 24 May 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

spécialité Physique

par

Kevin LEWIS

**Étude expérimentale et numérique de la distribution
d'intensité laser dans un plasma, et de son influence sur la
diffusion Brillouin stimulée**

Soutenue publiquement le 12 décembre 2008 devant le jury composé de :

Jean-Marcel RAX	Professeur des Universités (HdR)	Président
Benoît CANAUD	Ingénieur-chercheur au CEA (HdR)	Rapporteur
Vladimir TIKHONCHUK	Professeur des Universités (HdR)	Rapporteur
Sylvie DEPIERREUX	Ingénieur-chercheur au CEA	Examinatrice
Christine LABAUNE	Directrice de Recherches au CNRS (HdR)	Directrice de Thèse
Jean-Luc MIQUEL	Ingénieur-chercheur au CEA	Examineur

À mes parents

Remerciements

Les travaux de recherche décrits dans ce manuscrit ont été réalisés entre 2002 et 2005, au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI, École Polytechnique, CNRS), et au centre de Bruyères-le-Châtel du Commissariat à l'Énergie Atomique.

Je tiens à remercier ici tous les membres de mon jury ; ils m'ont fait confiance et m'ont incité à valoriser mes travaux de recherche, tout en soutenant mon implication dans mon métier d'enseignant en classes préparatoires aux grandes écoles.

Merci tout d'abord au Professeur Jean-Marcel RAX, d'avoir accepté de présider mon jury. Cela m'a fait d'autant plus plaisir que je garde un excellent souvenir de ses cours ; il est un Professeur d'Université qui m'a vraiment marqué, dispensant des cours qui parlaient à tous les normaliens : je me souviens qu'au départ en voiture, au petit matin, nous nous serions battus pour aller l'écouter. Merci pour ses remarques savantes, je regrette de ne pas être resté étudiant plus longtemps pour apprendre à ses côtés.

Merci à Benoît CANAUD et à Vladimir TIKHONCHUK d'avoir accepté la tâche de rapporteur. Merci à eux pour leurs encouragements, leurs conseils, leur grande rigueur. Je remercie spécialement Vladimir qui m'a prodigué, ainsi qu'à notre groupe, de précieux conseils.

Je remercie également Jean-Luc MIQUEL, d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse, et de m'avoir accueilli au Département de Conception et de Réalisation des Expériences du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA/DAM/DIF-DCRE).

Je remercie les organismes qui m'ont accueilli et donné les moyens techniques et financiers pour réaliser cette thèse, ainsi que leur hiérarchie : le Centre National de la Recherche Scientifique, notamment Arnold MIGUS pour m'avoir accueilli au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, et soutenu pour l'obtention d'une Bourse Docteur Ingénieur ; l'École Polytechnique ; le Commissariat à l'Énergie Atomique et les deux départements qui m'ont accueilli : le DCRE et le Département de Physique Théorique et Appliquée (CEA/DAM/DIF-DPTA), notamment merci à Denis JURASZEK, Françoise SIMONET et Erik LEFEBVRE. Merci aussi à Didier BESNARD qui m'a intéressé au projet du Laser MégaJoule alors que j'assistais à une de ses conférences. Merci à Hector BALDIS et au soutien du LLNL, ainsi qu'à Linda Vernoon POWERS pour ses simulations des expériences effectuées avec pF3D. Je remercie enfin Claude BOICHOT et l'Inspection Générale de l'Éducation Nationale qui m'ont fait confiance en me permettant d'exercer un métier qui me passionne.

La vie pendant la thèse peut être difficile, les expériences très délicates, leur interprétation théorique ardue, certes, mais la Physique des plasmas laser est connue pour sa complexité : ma thèse au LULI a été d'abord une expérience scientifique et humaine unique, dans laquelle j'ai eu beaucoup de plaisir à observer et corrélérer des phénomènes originaux, et ainsi pu toucher du doigt à la manière dont la connaissance se construit.

C'est en priorité Christine LABAUNE, ma directrice de thèse, que je voudrais remercier pour son soutien indéfectible, sa confiance, son accessibilité, tout simplement pour son amitié. Christine m'a toujours soutenu et guidé, mais a également su me laisser seul quand il le fallait, me permettant d'acquérir l'autonomie indispensable aux métiers de la Recherche. Je la remercie pour les conférences internationales auxquelles j'ai pu participer, et qui m'ont laissé un souvenir impérissable. Je lui suis également redevable de m'avoir permis, parallèlement au lourd travail de thèse, de consacrer une part de mon temps à mon monitorat d'enseignement à l'École Polytechnique, ainsi qu'à des colles en classes préparatoires, activités d'enseignement qui me tenaient à cœur. Je lui sais gré de m'avoir laissé libre de choisir *in fine* le métier d'enseignant, tout en me convainquant de la beauté du métier de chercheur,

et d'avoir compris mieux que tous, pour les avoir personnellement vécus, les enjeux de l'orientation pour un normalien agrégé après la thèse ; je pense à son fils Julien à qui je souhaite beaucoup de bien.

Je remercie ensuite Sylvie DEPIERREUX, qui a accepté d'être ma responsable au CEA. Précisément, c'est Sylvie que j'ai contactée très tôt à l'occasion de mon DEA : au sortir d'une expérience en Physique Appliquée, elle a su me conforter dans mon choix d'un retour à une Physique très fondamentale, tout en gardant une composante expérimentale marquée. Naturellement, Sylvie est devenue ma co-responsable de thèse après le DEA. Je garderai moi aussi toujours le (bon !) souvenir des expériences se terminant (ou pas...) au milieu de la nuit, celui des doutes partagés, dus sans doute à notre excès de pessimisme commun, mais aussi celui des réussites. Merci enfin aux autres doctorants du groupe, Heidi BANDULET, à qui je pense souvent malgré son éloignement au Canada, et qui a partagé avec moi de nombreux mois de manips, mais aussi Pierre MICHEL, qui lui a accepté de devenir californien...

La partie de modélisation numérique de cette thèse, effectuée sur les magnifiques outils de calcul de la DAM avec le code PARAX, doit beaucoup à Gilles RIAZUELO, qui m'a accueilli au sein du DPTA, où j'ai passé de très bons moments et où j'ai aimé travailler. Merci à Gilles pour le temps qu'il m'a consacré, sa complicité, son amitié mais aussi pour le chaleureux encadrement dont il m'a fait profiter, alors qu'il n'était pas directement impliqué dans mon projet au départ.

Je veux maintenant rendre hommage à mes parents Luc et Danielle, sans lesquels rien de tout ceci n'aurait été possible. Merci à eux de m'avoir soutenu tout au long de mon parcours, je ne saurais souligner suffisamment leur rôle moteur déterminant. Merci à mon frère Florian de m'avoir accompagné jusqu'ici, d'avoir servi de cobaye à toutes mes envies d'enseigner depuis tout petit ; je ne pourrais lui exprimer ici en quelques mots, comme à mes parents, la façon dont il compte pour moi. Merci aussi à toute ma famille, et spécialement mes grands-parents, qui ont aussi eu un rôle de soutien important.

Finir la rédaction de ce travail de thèse, qui s'est en pratique terminée en juillet 2005, en parallèle de mon enseignement en classes préparatoires aux grandes écoles qui a commencé au même moment, a été un challenge : je n'ai pas voulu me contenter d'une fin minimale, le coût en a été un report de l'édition de ce manuscrit. Je veux remercier ici tous mes amis chers qui m'ont encouragé et sans lesquels je n'aurais pas aussi bien relevé le défi : Guillaume DESGENS-PASANAU, auquel je souhaite toute la réussite brillante qu'il mérite. Une mention spéciale pour Aurélie ESCALLE, qui a su jouer le rôle d'aiguillon, et à qui je souhaite bonheur avec mon frère et courage pour sa thèse et pour la suite.

J'ai trouvé en prépa des amis qui me sont aujourd'hui très chers, ils ont joué un rôle *décisif* dans la phase de rédaction de ce manuscrit : un très grand merci à mon amie Fabienne RAFFLEGEAU, qui m'a soutenu quotidiennement ; un très grand merci à Stéphane OLIVIER, qui m'a toujours soutenu dans mes projets ; je ne pourrais lui dire mon admiration sans mettre sa modestie mal à l'aise. Stéphane a su et sait toujours trouver les mots raisonnables et équilibrés pour répondre à mes questions, existentielles ou scientifiques, je lui exprime ma reconnaissance et mon amitié ici. Je voudrais aussi remercier Laurent SALLEN, qui enseigne également en classes préparatoires avec brio, le courant est tout de suite passé entre nous, il m'a accueilli à bras ouverts durant ma première année d'enseignement, et m'a beaucoup soutenu. Je ne peux citer toutes les personnalités exceptionnelles que j'ai rencontrées parmi mes collègues de classes préparatoires : je remercie Jean-Pierre LECARDONNEL pour la confiance qu'il me témoigne depuis maintenant un nombre certain d'années, j'ai eu beaucoup de plaisir à retrouver certains de ses anciens élèves, que j'ai eus en colles, dans des enseignements de Physique à l'École Polytechnique, voire maintenant en thèse. Je termine ici le tour des amis chers par Gilles ALOZY, collègue brillant que j'apprends à connaître et dont les remarques et discussions me ravissent tous les jours.

Ma volonté d'enseigner en prépa date de l'enseignement que j'ai reçu à Louis-le-Grand d'André BOUSSIÉ en Mathématiques Spéciales. Je veux le remercier ici de l'intérêt pour la Physique qu'il a su me transmettre, à une époque où j'appréciais

beaucoup les Mathématiques. Je me souviendrai toujours de son enseignement *éclairant* sur la transformée de FOURIER des chats et autres animaux utiles au taupin. Je garde notamment de lui le souvenir, comme Émeric, un de ses anciens élèves d'H4 maintenant chercheur au CEA, de *l'homme qui sait mesurer le taux d'humidité avec son pouce...*

De nombreux résultats de cette thèse doivent beaucoup à un travail collectif, je remercie toutes les équipes du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, spécialement Alain MICHARD, Julien FUCHS, Ji-Ping, Anne-Marie, Sylvain, Marc. Je remercie également Olivier MORICE et Pascal LOISEAU du CEA/DAM/DIF-DCSA, et les chercheurs du centre de Physique Théorique de l'École Polytechnique dont Stefan HÜLLER et Denis PESME, qui m'ont toujours proposé leur aide. Merci aussi à Paul-Edouard MASSON-LABORDE, dont je n'ai pas eu le temps d'exploiter les simulations... Pour la bonne humeur de la pause midi au DPTA, mais aussi son aide avec le logiciel TSIGAN, merci à Claude GOUÉDARD, merci à Laurent GRÉMILLET pour son esprit ; merci à Didier BÉNISTI pour les longues discussions sur la prépa, le CEA et le CNRS, qui m'ont aidé à conforter mon choix d'orientation après la thèse. Je remercie enfin sans tous les citer tous ceux dont j'ai croisé le chemin au cours de ces trois ans.

Table des matières

I	Introduction	1
I.A.	Présentation et objectifs de la thèse	2
I.A.1	Contexte général	2
I.A.2	Contexte du laboratoire	4
I.A.3	Travail de thèse	4
I.A.4	Plan de la thèse	7
I.B.	La fusion par confinement inertiel laser	8
I.C.	L'interaction laser-plasma	10
I.D.	Études antérieures de la propagation d'un faisceau laser dans un plasma, lissage laser et lissage plasma	13
II	Description de l'expérience et caractérisation du plasma	17
II.A.	Présentation	18
II.A.1	La chaîne laser	18
II.A.2	Contraintes pour les expériences	19
II.B.	Caractéristiques du plasma	22
II.B.1	Caractérisation expérimentale par diffusion Thomson	22
II.B.2	Diffusion Thomson thermique	26
II.B.3	Densité du plasma	28
II.B.4	Vitesse de dérive	30
II.C.	Forme spatio-temporelle de l'impulsion laser	32
II.C.1	Profil temporel de l'impulsion laser	32
II.C.2	Forme spatiale idéale du faisceau laser en champ proche	34
II.C.3	Distorsions spatiales dégradant le faisceau	34

II.D. Profil spatial idéal en champ lointain : tache d’Airy	41
III Éléments théoriques et numériques	45
III.A. Rappels de Physique de l’interaction laser-plasma	47
III.A.1 Présentation	47
III.A.2 Absorption thermique : bremsstrahlung inverse	51
III.A.3 Autofocalisation et filamentation	55
III.A.4 Transport thermique	67
III.B. Approximation hydrodynamique	72
III.B.1 Dérivation des équations hydrodynamiques à partir des équations cinétiques	73
III.B.2 Description ondulatoire du plasma pour la simulation	78
III.B.3 Couplage de l’onde laser aux ondes du plasma	86
III.C. Modélisation des paramètres expérimentaux	88
III.C.1 Hydrodynamique globale du plasma expérimental	88
III.C.2 Modélisation de la forme temporelle de l’impulsion laser	90
III.C.3 Prise en compte de la forme spatiale du faisceau	90
IV Diagnostics d’imagerie et étude numérique	93
IV.A. Diagnostic d’imagerie	95
IV.A.1 Motivations	95
IV.A.2 Dispositif expérimental	96
IV.A.3 Réglage du plan imagé, grandissements	97
IV.B. Modélisation des diagnostics expérimentaux	103
IV.B.1 Propagation linéaire dans les diagnostics	105
IV.B.2 Prise en compte de la propagation dans le plasma	107
IV.B.3 Choix expérimental des plans imagés	112
IV.B.4 Intensité transverse 2D résolue en temps	112
IV.B.5 Intensité transverse 1D à haute résolution temporelle	115
IV.C. Mise en évidence de l’effet de propagation sur les images pour le point chaud isolé	119
IV.D. Simulations pour la préparation de l’expérience	121

IV.D.1 Introduction	121
IV.D.2 simulation à $I = 10^{13}$ W/cm ²	122
IV.D.3 simulation à $I = 3 \times 10^{13}$ W/cm ²	126
IV.D.4 simulation à $I = 6 \times 10^{13}$ W/cm ²	126
IV.E. Faisceau lissé par lame de phase aléatoire	130
IV.E.1 Influence de la réfraction non-linéaire sur la distribution d'intensité du champ lointain	130
IV.E.2 Images bidimensionnelles du champ lointain	131
IV.F. Conclusion	133
V Production et caractérisation d'un point chaud isolé	135
V.A. Présentation	136
V.B. Filtrage spatial	136
V.C. Correction active de front d'onde à l'aide d'un miroir déformable . .	137
V.D. IDTL	139
V.D.1 Senseur de Hartmann et Shack	141
V.D.2 Principe de fonctionnement de l'IDTL	143
V.E. Mise au point itérative de la production du point chaud à l'aide de la boucle d'optique adaptative	146
V.F. Sélection de front d'onde : apodisation	147
V.G. Caractérisation des points chauds isolés obtenus	148
V.G.1 Point chaud isolé obtenu avec le miroir déformable	148
V.G.2 Point chaud isolé obtenu par apodisation	151
V.H. Conclusion	153
VI Résultats expérimentaux et interprétation	155
VI.A. Résultats du diagnostic de transmission, cas du point chaud isolé . .	157
VI.A.1 Dépendance vis-à-vis de l'intensité laser	157
VI.A.2 Transmission	181
VI.A.3 Influence de l'expansion du plasma et influence de la vitesse de plasma transverse	187
VI.B. Réflectivité Brillouin	192

VI.B.1 Taux de rétrodiffusion	192
VI.B.2 Imagerie de la diffusion Brillouin stimulée dans le cas de l'ir- radiation en point chaud isolé	195
VI.B.3 Application à l'analyse de la diffusion Brillouin stimulée dans le cas de faisceaux lissés par lame de phase aléatoire.	204
VI.B.4 Conclusion	208
VII Conclusion	209
Bibliographie	213
I Énergie encerclée	227
II Propagation paraxiale	231
III Liste des publications et actes de conférences	233
III.A. Publications en lien avec le sujet	233
III.B. Conférences avec actes	234

Chapitre I

Introduction

Sommaire

I.A.	Présentation et objectifs de la thèse	2
I.A.1	Contexte général	2
I.A.2	Contexte du laboratoire	4
I.A.3	Travail de thèse	4
I.A.4	Plan de la thèse	7
I.B.	La fusion par confinement inertiel laser	8
I.C.	L'interaction laser-plasma	10
I.D.	Études antérieures de la propagation d'un faisceau laser dans un plasma, lissage laser et lissage plasma	13

I.A. Présentation et objectifs de la thèse

I.A.1 Contexte général

La physique de l'interaction laser-plasma est un élément important de la physique fondamentale des plasmas créés par laser et sa compréhension est nécessaire pour de nombreuses applications. L'une des plus importantes est la réalisation de la *fusion* par confinement inertiel laser [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7]. Les faisceaux laser doivent traverser une longueur importante (de l'ordre de quelques millimètres) de plasma entourant la capsule dans laquelle ils déposent leur énergie. Pour que ce dépôt d'énergie soit efficace et de bonne qualité, il faut contrôler les effets non linéaires de propagation et de diffusion de ces faisceaux. Les différentes instabilités paramétriques qui peuvent se produire ont été identifiées dans les années précédentes [8, 9, 10]. La compréhension de leur comportement à haute intensité¹ et pour des grandes longueurs de plasma nécessite des études basées sur des travaux théoriques et expérimentaux. Ces derniers doivent produire des données expérimentales mesurées dans des conditions physiques de couplage, laser et plasma, bien connues, de sorte à pouvoir effectuer des comparaisons avec des simulations numériques.

La description de la distribution d'intensité laser dans le volume focal est un élément d'une grande importance.

Du fait de l'amplification importante et de la propagation des faisceaux sur de grandes distances, chaque système laser de grande puissance présente des défauts de front de phase qui se traduisent par des points chauds aléatoires dans la tache focale. Depuis une vingtaine d'années, l'utilisation de lames de phase aléatoire sur le faisceau laser a permis de décrire cette distribution d'intensité par la distribution statistique des tavelures [11, 12]. Une nouvelle méthode consiste à corriger le front de phase du laser par une optique adaptative avant sa focalisation, produisant ainsi une tache focale proche de celle donnée par la limite de diffraction [13]. Cette méthode

¹nous utiliserons l'abus de langage courant dans le domaine consistant à parler d'*intensité* laser (usuellement puissance par unité d'angle solide) pour ce qui se nomme en toute rigueur *éclairement* (puissance surfacique).

présente l'avantage supplémentaire de conduire à des éclaircissements beaucoup plus élevés que dans le cas précédent.

La possibilité de focaliser un faisceau laser sur une tache proche de la limite de diffraction par l'utilisation d'un miroir déformable a été démontrée au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses de l'École Polytechnique (LULI) en août 2001. Elle ouvre des possibilités d'études nouvelles pour l'interaction laser-plasma [14]. Actuellement un seul laboratoire, celui de Los Alamos aux Etats Unis, a réalisé des expériences avec une irradiation en point chaud isolé, produit sans optique adaptative et donc avec une moins bonne qualité de tache focale et avec des pertes d'énergie importantes [15, 16].

Ce travail de thèse s'inscrit dans une période où de grands systèmes laser pour la fusion commencent à devenir opérationnels. La Ligne d'Intégration Laser (LIL) en France, et NIF Early Light (NEL) en Californie, ont livré leurs premiers résultats [17]. De nombreuses questions subsistent. Les réponses à ces questions devront être obtenues par des travaux reliant fortement les expériences, la théorie et les simulations numériques.

Les campagnes expérimentales nécessaires sont de deux ordres : les études de base, qui nécessitent un nombre important de tirs laser (c'est sur ces tirs que s'appuie ce manuscrit), et les campagnes de validation, dans lesquelles un petit nombre de tirs laser doit permettre, dans la mesure où ces tirs s'effectuent soit en conditions nominales, soit dans des conditions qui autorisent l'extrapolation aux systèmes laser futurs, de discriminer les processus prédominants parmi tous les mécanismes mis en évidence au cours des études de base.

Enfin, les études numériques que l'on doit effectuer en parallèle des expériences, de sorte à mettre au point des codes prédictifs, reposent sur le développement des codes de plus en plus performants grâce à l'évolution des moyens de calculs. Différents types de codes sont nécessaires en fonction des échelles temporelle et spatiale visées : en particulier, les codes hydrodynamiques, qui permettent de traiter des volumes de plasma millimétriques et des impulsions nanosecondes, et les codes

cinétiques, qui permettent de traiter avec une grande finesse les phénomènes physiques, mais sur des boîtes de simulation plus restreintes.

I.A.2 Contexte du laboratoire

Mon travail de thèse se situe dans la suite des travaux poursuivis dans le groupe « Interaction Laser-plasma » à l'Ecole Polytechnique. Au cours des années et de plusieurs thèses une expérience a été mise au point utilisant les six faisceaux de l'installation LULI. La flexibilité des six faisceaux permet de créer le plasma, le chauffer, produire l'interaction et le sonder avec des faisceaux ayant des longueurs d'onde différentes de même qu'un temps d'arrivée bien déterminé. Dès le début des expériences, un plasma « standard » a été mis au point par explosion d'une feuille mince de plastique (d'épaisseur $1.2 \mu\text{m}$) au moyen de deux faisceaux à $0.53 \mu\text{m}$ face à face, équipés de lame de phase aléatoire. Le plasma est ensuite chauffé par un troisième faisceau à $0.53 \mu\text{m}$. Ce plasma standard a été caractérisé finement en densité, température et vitesse d'expansion par diffusion Thomson au cours de plusieurs thèses [18, 19]. De nombreux processus d'interaction ont été étudiés dans ce plasma, en particulier les diffusions Brillouin et Raman stimulées, le croisement de faisceaux et la modification de la cohérence du faisceau d'interaction par propagation dans le plasma [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30]. La connaissance approfondie des conditions d'interaction, du plasma en particulier, est indispensable pour comparer les résultats obtenus dans l'expérience à ceux des simulations numériques. La description de la distribution d'intensité laser dans le volume focal est également un élément important.

I.A.3 Travail de thèse

Le travail qui m'a été confié et qui venait juste de débiter dans le groupe a été de produire un point chaud isolé, par focalisation proche de la limite de diffraction du faisceau d'interaction, de le caractériser et d'étudier sa propagation dans le plasma préformé. Jusque là toutes les expériences avaient été réalisées avec des lames de

phase aléatoire qui permettent de produire une distribution d'intensité bien décrite mathématiquement dans le vide par la statistique de points chauds [12, 31]. Un point chaud isolé représente une brique élémentaire de la tache focale obtenue avec une lame de phase aléatoire. L'objectif est de simplifier l'étude de la tache focale en évitant la complexité des taches aléatoires, qui moyennent (et cet effet de moyenne est encore mal décrit) inévitablement les phénomènes physiques. De plus, l'utilisation d'un point chaud isolé conduit à un volume d'interaction limité, ce qui en plus d'isoler spatialement et temporellement les processus physiques, améliore la capacité de faire des comparaisons avec les simulations numériques. Les expériences utilisant un volume focal contrôlé tant en forme qu'en position commencent ainsi à se développer [15, 16, 32].

Dans un premier temps, j'ai étudié la mise en œuvre d'un miroir déformable et de la correction du front d'onde du faisceau laser en fin de chaîne. Ce travail m'a permis de produire un point chaud isolé de diamètre à mi-hauteur de $7,5\ \mu\text{m}$ et de rapport de Strehl 85%. Cependant cette technique étant relativement lourde à mettre en œuvre pour réaliser des expériences, j'ai étudié, dans un deuxième temps, la possibilité de n'utiliser qu'une partie du faisceau laser en le diaphragmant de façon à isoler un front de phase plan. Cette deuxième technique, extrêmement simple à utiliser donne des résultats satisfaisants lorsque le diamètre du diaphragme est inférieur ou égal à la moitié de celui du faisceau laser. Il permet de produire un point chaud isolé dont le diamètre dépend de la taille du diaphragme utilisé. Pour la plupart des expériences présentées dans cette thèse, nous avons utilisé un diaphragme ayant 30 mm de diamètre qui produit un point chaud de $22\ \mu\text{m}$ de diamètre à mi-hauteur [33, 34].

Afin de caractériser la distribution d'intensité dans la tache focale, j'ai mis au point un diagnostic d'imagerie ayant un fort grandissement et une grande résolution spatiale (submicronique). J'ai ensuite mis ce diagnostic en place dans l'expérience afin d'étudier la distribution spatiale d'intensité dans le plasma. Les premiers résultats ont montré qu'il fallait prendre en compte la propagation du faisceau laser dans le plasma et dans le diagnostic. J'ai pu mener ces études grâce à ma collaboration

avec Gilles Riazuelo au CEA/DPTA et l'utilisation du code PARAX. Les simulations numériques m'ont permis de comparer les images dans le plasma et sur le détecteur, démontrant qu'aux intensités laser supérieures à 10^{13} W/cm², la propagation non linéaire de l'onde laser dans le plasma modifie les images enregistrées en avant du milieu du plasma. Pour faire ces comparaisons, j'ai adapté le diagnostic de transmission dans le code PARAX avec les intégrations spatiales, angulaires et temporelles correspondant à celles de l'expérience [35].

La réalisation des expériences avec le système six-faisceaux constitue le troisième volet de ce travail. Leur objectif était d'étudier la propagation du faisceau d'interaction focalisé en un point chaud isolé dans le plasma préformé à partir du diagnostic d'imagerie en transmission divisé en quatre détecteurs : deux caméras à temps de pose court (≈ 100 ps) pour mesurer des images de la distribution d'intensité dans le plasma à deux dimensions et à deux instants différents, une caméra à balayage de fente pour obtenir l'évolution temporelle de la distribution d'intensité d'une tranche fine de plasma et une cellule rapide pour mesurer l'énergie transmise.

Un nombre important de résultats originaux a ainsi été obtenu [33, 36, 34, 37] :

- l'éclatement, en fonction du temps, et de l'intensité laser, du point chaud isolé,
- la répartition en vecteurs d'onde de la lumière émise, en fonction de la topographie de la tache focale,
- l'observation expérimentale de l'instabilité de filament,
- l'influence du flux de plasma (vitesse transverse ou longitudinale) sur le comportement du point chaud isolé.

Ces résultats ont été publiés ou sont en cours de rédaction [38, 39, 40, 41].

Le point chaud isolé a également été utilisé pour atteindre les conditions de saturation de l'instabilité Brillouin stimulée en vue d'étudier la décomposition des ondes acoustiques ioniques en deux ondes filles de même nature qui a fait l'objet de la thèse d'Heidi Bandulet [42]. Le système d'imagerie a également été utilisé dans ce travail pour étudier l'évolution de la distribution d'intensité laser dans le plasma en fonction des conditions d'interaction [42].

En dernier lieu, le diagnostic d'imagerie a servi à caractériser la distribution d'intensité de la diffusion Brillouin stimulée vers l'arrière [43].

L'interprétation au moyen de simulations numériques a commencé dans les derniers mois de mon travail de thèse, et est toujours en cours. Le code PARAX a permis de comparer les conditions de filamentation et d'éclatement avec les observations expérimentales. La présence de Linda Powers à l'Ecole Polytechnique nous a permis de faire les mêmes comparaisons avec le code pF3D. Actuellement, nous travaillons sur l'interprétation des images Brillouin avec Stefan Hüller et Paul-Edouard Masson Laborde avec le code HARMONHY.

I.A.4 Plan de la thèse

Le manuscrit est organisé de la façon suivante :

- dans le chapitre II, nous décrivons les expériences réalisées. Nous donnons ensuite les caractéristiques du plasma utilisé, mesurées expérimentalement et simulées à l'aide de codes d'hydrodynamique radiative. Enfin, nous posons la problématique du profil spatiotemporel imparfait de l'impulsion laser d'interaction.
- dans le chapitre III, nous rappelons dans un premier temps la physique utile à la compréhension des expériences. Nous rappelons la notion de densité de coupure pour la propagation d'ondes électromagnétiques transverses, nous développons la notion d'amortissement par bremsstrahlung inverse pour ces ondes, avant d'évoquer la problématique du transport thermique, importante dans notre plasma semi-collisionnel. Nous établissons ensuite une description physique microscopique de la force pondéromotrice, à l'origine de l'instabilité de filamentation.

Nous présentons dans un deuxième temps le code d'interaction laser-plasma que nous avons utilisé principalement, PARAX, et nous décrivons les modifications que nous y avons introduites pour tenir compte des paramètres plasma et laser, décrits dans le chapitre précédent.

- dans le chapitre IV nous détaillons le diagnostic d'imagerie mis en place, puis la modélisation que nous en avons faite à l'intérieur de PARAX, de sorte à le valider et en déterminer les limites. C'est ce diagnostic qui permet la caractérisation de la tache focale dans le vide, ainsi que l'étude de la transmission laser. On développe les résultats obtenus numériquement sur les conditions nécessaires à la comparaison entre expérience et simulation.
- le chapitre V décrit les méthodes que nous avons mis en œuvre pour créer une tache focale limitée par la diffraction (autrement appelée point chaud isolé).
- enfin, le chapitre VI est consacré à l'étude expérimentale de l'interaction laser-plasma. Nous présentons les résultats expérimentaux obtenus concernant la transmission par le plasma du faisceau laser focalisé à sa limite de diffraction. Nous donnons également les résultats que nous avons obtenus dans ces conditions d'irradiation sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée, avec le même diagnostic d'imagerie placé pour collecter la rétrodiffusion.

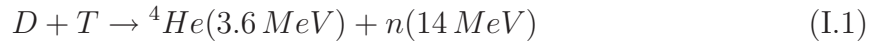
I.B. La fusion par confinement inertiel laser

C'est dans l'objectif de répondre à long terme aux besoins énergétiques de l'humanité que l'on cherche à exploiter la libération d'énergie de masse des noyaux. Actuellement, la fission à l'œuvre dans les réacteurs à eau pressurisée dépend de matériaux fissiles lourds rares sur Terre, tels l'uranium fissile. Il est également possible de produire de l'énergie en fusionnant des noyaux légers, qui sont beaucoup plus présents sur Terre (tels le deutérium, présent dans l'eau semi-lourde des océans). Cependant, les conditions de la fusion sont incomparablement plus difficiles à obtenir que celles de la fission. Jusqu'à présent, il n'a été possible de réunir les conditions de la fusion sur Terre que dans des réactions divergentes.

Dès l'apparition du laser au début des années soixante, son application pour parvenir à provoquer la réaction de fusion est évoquée; c'est ainsi que débute la recherche sur la fusion dite par « confinement inertiel » (ou FCI), qui constitue

depuis l'une des deux principales solutions envisagées pour parvenir à la fusion, l'autre étant la fusion par confinement magnétique.

Les études de sections efficaces des réactions de fusion avec les divers noyaux candidats ont montré que le mélange le plus facilement fusible est le mélange deutérium - tritium (D-T), qui permet d'aboutir à une réaction du type



L'énergie en excès est convertie en énergie cinétique, et est répartie entre les produits de la réaction (une particule alpha et un neutron), dans des rapports inversement proportionnels à leurs masses respectives[6, 44]. Le deutérium est présent en abondance dans la nature (notamment dans l'eau de mer), et le tritium peut s'obtenir dans le cadre de la réaction de fusion elle-même en introduisant dans le mélange des noyaux de Lithium, qui seront *fissionnés* par les neutrons de fusion en donnant naissance à des noyaux de tritium.

La FCI consiste à enfermer un mélange de combustible dans une petite sphère et à irradier cette sphère par un rayonnement intense et uniforme[6, 45]. L'idée est de comprimer la sphère jusqu'à obtenir une pression extrêmement forte au sein du combustible, et de maintenir le milieu dans cet état de pression extrême pendant un temps suffisamment long (avant que le plasma ainsi créé n'ait eu le temps de se détendre).

La capacité des lasers à délivrer une grande énergie en une impulsion de courte durée en a fait des candidats pour réaliser la fusion dès leur invention.

Trois schémas sont étudiés pour produire la fusion par laser : l'attaque directe, l'attaque indirecte, et l'allumeur rapide. Leurs principes sont exposés figure I.1. Dans les deux premiers, la cible de combustible, irradiée directement par les faisceaux laser, ou par le rayonnement X produit dans une cavité, se vaporise rapidement, créant des ondes de choc vers l'intérieur de la cible qui, si le dimensionnement de l'impulsion laser et de la cible est correct, produisent un point chaud central très dense (1000 fois la densité du solide) et très chaud (10 keV) dans lequel les réactions de fusion se déclenchent. Ces schémas nécessitent une parfaite sphéricité de l'implosion et donc

un contrôle des instabilités hydrodynamiques qui pourraient la perturber. Un nouveau schéma découplant les phases de compression et d'allumage et permettant de relaxer les contraintes précédentes a été proposé. Il s'agit de l'allumeur rapide dans lequel un faisceau laser de grande puissance, en impulsion courte, est focalisé sur la cible lorsque la compression a atteint sa valeur maximum.

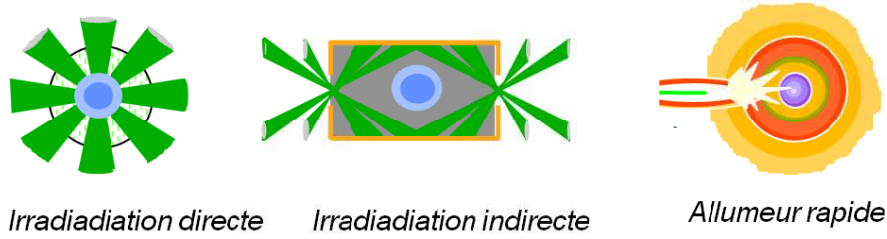


FIG. I.1: Les trois schémas pour obtenir la fusion par confinement inertiel laser.

Deux grandes installations laser dimensionnées pour atteindre l'ignition à partir des expériences passées et de simulations numériques sont en cours de construction : le laser Mégajoule (LMJ) au CEA près de Bordeaux et le National Ignition Facility (NIF) à Livermore en Californie. Le projet européen HiPER (High Power laser Energy Research Facility) a pour objectif quant à lui d'étudier l'allumage rapide.

I.C. L'interaction laser-plasma

Le rayonnement laser irradiant une cible solide, la transforme superficiellement en plasma. Il pénètre ce plasma et est absorbé jusqu'au voisinage de sa densité critique, n_c , où la pulsation laser est égale à la pulsation plasma. Selon que l'énergie d'oscillation de l'électron soumis au champ électrique de l'onde laser est faible ou devient comparable à celle de son agitation thermique, l'absorption du rayonnement est de nature collisionnelle ou collective.

Lorsque le produit de l'intensité laser par la longueur d'onde laser $I\lambda^2$ atteint des valeurs supérieures typiquement à $10^{15} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$, l'onde laser accentue les fluctuations de densité du plasma et excite les modes propres de ce dernier, onde acoustique ionique basse fréquence (10^{12} Hz) et onde électronique (dite de Langmuir)

haute fréquence (10^{14} Hz). L'interaction devient collective. L'onde laser, ou onde « mère », ou onde de pompe, donne naissance à des ondes « filles », les fréquences et vecteurs d'onde de ces trois ondes vérifiant les relations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Les ondes filles s'amplifient au détriment de l'onde laser qui leur cède son énergie.

Ces processus, appelés instabilités paramétriques, sont étudiés depuis de nombreuses années tant du point de vue théorique, que numérique et expérimental. Trois instabilités paramétriques ont été identifiées comme particulièrement dangereuses pour la fusion. Il s'agit des instabilités de diffusion Brillouin et Raman stimulées et de l'instabilité de filamentation. Les diffusions Brillouin et Raman stimulées correspondent à la décomposition d'un photon en un photon diffusé et soit une onde acoustique ionique, soit une onde plasma électronique. Par les photons diffusés en dehors du plasma, ces instabilités peuvent produire des pertes d'énergie importantes ainsi qu'une modification de la distribution initiale d'énergie. Des électrons très énergétiques (d'énergie supérieure à celle de la moyenne des électrons dans le plasma) peuvent être accélérés par l'onde plasma électronique. Ces électrons peuvent préchauffer le cœur de la cible avant la compression et ainsi rendre cette dernière plus difficile. La filamentation du faisceau laser résulte soit de surintensités du faisceau soit d'inhomogénéité du plasma. Elle peut conduire à l'éclatement ou à l'autofocalisation du faisceau. Elle est particulièrement dangereuse pour la fusion car elle détruit l'homogénéité de l'irradiation (Cf. figure I.2 page suivante) et peut créer des zones de surintensités favorables au développement des autres instabilités. Ces instabilités sont illustrées sur la figure I.3 dans le profil de densité produit par l'irradiation d'une cible par un laser.

Les seuils et taux de croissance des instabilités paramétriques sont connus d'un point de vue théorique et ont été étudiés dans de nombreuses expériences et pour différents régimes. La théorie linéaire prédit une croissance non limitée des instabilités, à l'exception de la déplétion de l'onde de pompe. Ainsi, pour les grandes valeurs de $I\lambda^2$ et les plasmas de grande dimension, relativement homogènes, les instabilités paramétriques pourraient dominer l'interaction laser-plasma. Cependant,

des processus de saturation non linéaire de nature hydrodynamique ou cinétique, ou la production d'instabilités secondaires peuvent limiter cette croissance. Cette physique est plus difficile à maîtriser et induit encore des incertitudes dans les prédictions de niveau d'instabilités pour les conditions d'expériences de fusion laser.

Il a été prédit et observé que l'incohérence de l'onde laser, soit produite par le système laser lui-même, soit par la turbulence du plasma, limite la croissance des instabilités paramétriques.

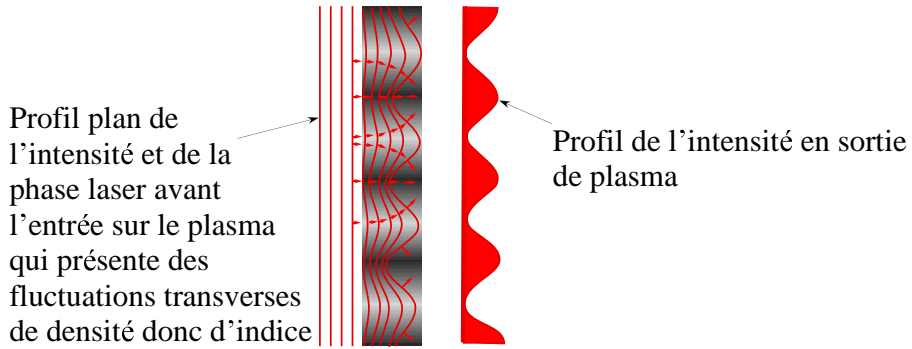


FIG. I.2: Filamentation du faisceau sur des fluctuations de densité de plasma.

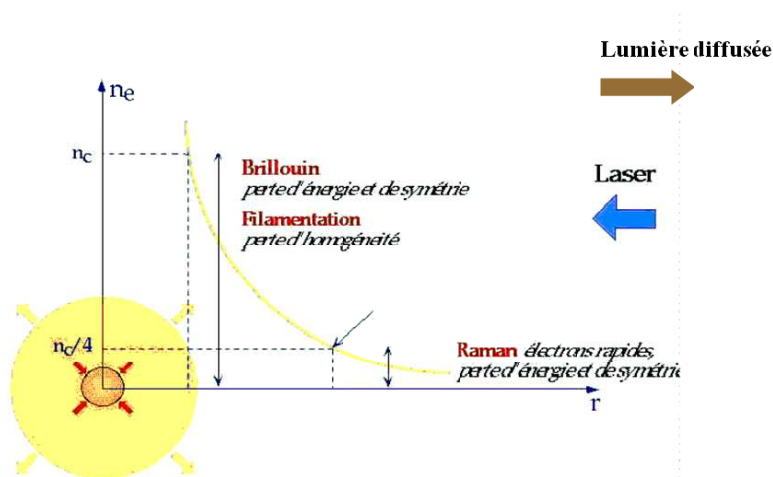


FIG. I.3: Situation de quelques instabilités qui peuvent se produire dans le plasma coronal.

I.D. Études antérieures de la propagation d'un-faisceau laser dans un plasma, lissage laser et lissage plasma

Les études de la propagation d'un faisceau laser dans un plasma, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental, remontent aux années 1970. La filamentation du faisceau a fait l'objet de nombreux travaux théoriques [46, 47, 48, 49, 50]. L'influence du traitement non local du transport a été inclus [51] ; l'évolution de la distribution d'un faisceau lissé par lame de phase aléatoire a été étudiée numériquement [52] ; l'instabilité de filament a été étudiée théoriquement et numériquement [53, 54].

D'un point de vue expérimental, la difficulté a été de trouver des diagnostics pertinents pour mettre en évidence la filamentation. Ces diagnostics sont difficiles à mettre en œuvre car ils nécessitent une grande résolution spatiale et temporelle. Les études se sont portées soit sur des images transverses du plasma avec un faisceau sonde par interférométrie ou ombroscopie [55, 56, 57], soit sur la détection du deuxième harmonique lié à la filamentation en plasma sous-critique [58, 59], soit sur des diagnostics de la lumière transmise.

L'étude de la lumière diffusée par le plasma en transmission a été abordée d'un point de vue expérimental soit à partir du diagramme angulaire [60, 61, 62, 63], soit par l'analyse de la distribution d'intensité dans le plasma [64].

L'éclatement du faisceau laser suite au phénomène de filamentation a été étudiée notamment dans [62] où les auteurs établissent le lien avec le creusement de densité du plasma, mais les expériences correspondantes ont été réalisées sans une connaissance précise du profil spatial du faisceau d'interaction. La formation de canaux de densité a également été étudiée par Young et al. par interférométrie, ainsi que la croissance de la filamentation, mais toujours dans des conditions de profil laser non contrôlé [63, 65, 61].

Ces études ont été associées à des modélisations de la lumière transmise par le plasma [66, 52, 67, 68]

Des simulations modélisant la propagation du laser à travers un plasma millimétrique ont été réalisées en utilisant le code parallèle d'hydrodynamique non linéaire pF3D [69].

Le lissage par propagation dans un plasma et la perte de cohérence du faisceau laser ont été observés pour la première fois dans des expériences LULI à partir d'un diagnostic d'observation de la distribution d'intensité laser dans le plasma [70] et ont fait l'objet de nombreux travaux à partir de 1995 [29].

Les mesures de perte de cohérence spatiale et temporelle font l'objet de la thèse de P. Michel [30, 71, 72].

Nous nous proposons dans cette thèse d'étudier systématiquement non seulement la distribution angulaire de la lumière diffusée vers l'avant par le plasma *en faisceau limité par la diffraction*, mais aussi d'étudier en détail la distribution d'intensité au sein du plasma, la taille et le nombre de points chauds qui apparaissent suite à la division du point chaud initial.

La seule étude d'interaction laser plasma qui ait été réalisée en point chaud isolé, aux flux rencontrés pour l'étude de la fusion ($\approx 10^{14} - 10^{15}$ W/cm²), et antérieure à nos expériences, a eu lieu au Los Alamos National Laboratory. David Montgomery et al. y ont *caractérisé* le faisceau laser utilisé pour l'interaction laser plasma [15], démarche très importante sans laquelle il est délicat de comparer l'expérience à des résultats de simulations. En effet, si la tache focale ne fait pas l'objet d'une *mesure* pendant l'expérience (cas fréquent car la mesure est contraignante), on doit lors des simulations postuler une forme a priori ou éventuellement trop simplifiée de champ électrique en entrée de plasma, et éventuellement très éloignée de ce qu'elle était durant l'expérience. Une étude démontrant une déflexion angulaire du laser par un flux transverse de plasma a été réalisée par le même groupe [16].

Les expériences réalisées avec des faisceaux lissés [73], ou des faisceaux plus intenses mais de profil non contrôlé, montrent des signes de filamentation dans un plasma préformé du type « rectangulaire » présentant une vitesse d'expansion radiale importante (nous avons utilisé ce type de plasma au paragraphe VI.A.3). L'influence

d'une vitesse transverse de plasma n'est pas neutre [74], et nous nous proposons d'étudier la filamentation sans et avec cette vitesse transverse.

Le diagnostic d'imagerie que nous avons mis au point (chapitre IV) possède une grande résolution spatiale (submicronique) et temporelle (120 ps pour les images bidimensionnelles, et de l'ordre minimal de la dizaine de picosecondes pour les images unidimensionnelles streak). Cela nous a permis d'obtenir des mesures très précises sur le comportement d'un filament isolé.

Par ailleurs nous avons obtenu un faisceau *non* lissé de qualité, limité par la diffraction, que nous avons caractérisé et contrôlé (chapitre V) alors que les expériences précédentes mettaient en œuvre des taches focales non caractérisées et non reproductibles en l'absence de lissage par lame de phase (du type de la tache aberrée de la figure II.13 page 35).

Chapitre II

Description de l'expérience et caractérisation du plasma

Sommaire

II.A.	Présentation	18
II.A.1	La chaîne laser	18
II.A.2	Contraintes pour les expériences	19
II.B.	Caractéristiques du plasma	22
II.B.1	Caractérisation expérimentale par diffusion Thomson . .	22
II.B.2	Diffusion Thomson thermique	26
II.B.3	Densité du plasma	28
II.B.4	Vitesse de dérive	30
II.C.	Forme spatio-temporelle de l'impulsion laser	32
II.C.1	Profil temporel de l'impulsion laser	32
II.C.2	Forme spatiale idéale du faisceau laser en champ proche	34
II.C.3	Distorsions spatiales dégradant le faisceau	34
	II.C.3.a Description des causes d'aberration	35
	II.C.3.b Solutions statiques mises en œuvre	39
II.D.	Profil spatial idéal en champ lointain : tache d'Airy	41

Dans ce chapitre, nous décrivons l'une des deux campagnes d'expériences que nous avons menées. Cette première campagne d'expériences s'est déroulée sur l'installation six faisceaux du laboratoire pour l'utilisation des lasers intenses (LULI) de l'Ecole Polytechnique, de septembre 2002 à juillet 2003. Quantitativement, nous avons pu obtenir et analyser les résultats de 600 tirs laser pleine énergie, avec en moyenne sept diagnostics (imagerie en transmission (deux caméras), Streak S1 en transmission, spectre de rétrodiffusion Brillouin, imagerie (z,t), diffusion Thomson) et deux à trois cellules de mesure (Transmission, Brillouin, Raman).

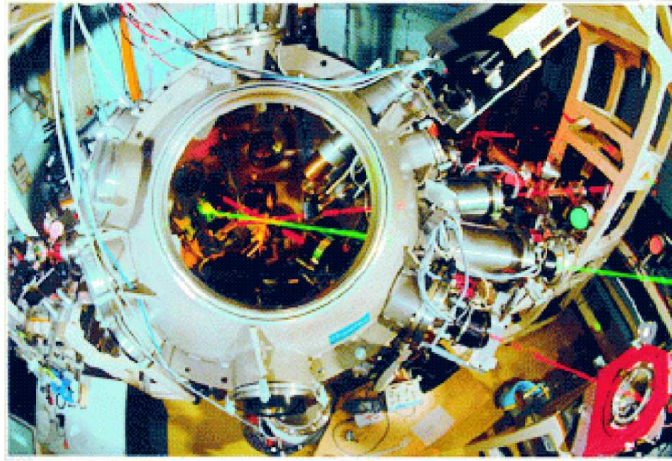


FIG. II.1: Enceinte de l'installation 6 faisceaux

II.A. Présentation

II.A.1 La chaîne laser

La chaîne, représentée schématiquement figure II.2 page 20 délivre six impulsions dans l'infrarouge ($\lambda = 2\pi c/\omega = 1.053 \mu\text{m}$) chaque impulsion transportant une centaine de joules durant 600 picosecondes. Elle est constituée d'un oscillateur, fournissant une impulsion laser de base, de profil spatial transverse gaussien, qui est ensuite amplifiée. Le profil temporel de l'impulsion laser est réglé par découpage au moyen de cellules de Pockels. Le profil spatial est gaussien puis hypergaussien

en sortie de laser. Les milieux amplificateurs utilisés sont des barreaux cylindriques de révolution de diamètre croissant (16 mm, 25 mm, 45 mm et 90 mm). L'accroissement de diamètre au cours de la propagation est simplement réalisé à l'aide de dispositifs afocaux, au foyer desquels sont placés des filtres spatiaux permettant d'éliminer une partie des hautes fréquences apparaissant lors de la traversée des barreaux amplificateurs. On discutera au II.C. page 32 la forme spatio-temporelle de l'impulsion. L'installation six faisceaux a été en service durant 20 ans pour s'arrêter officiellement en août 2003, deux semaines après la fin des campagnes décrites dans ce manuscrit.

L'impulsion laser est convertie par des cristaux convertisseurs de fréquence en KDP¹, de type II [75], de 17 mm pour les faisceaux de création et de chauffage (2ω), alors que l'impulsion dite d'interaction est maintenue à 1ω . Enfin, chaque faisceau est focalisé sur la cible au centre chambre. Les faisceaux de création et de chauffage sont focalisés au moyen de lentilles de focale 500 mm, de nombre d'ouverture 6, et lissés par lames de phase aléatoire d'éléments approximativement carrés de côtés respectifs 0.75 mm pour la création et 1 mm pour le chauffage.

II.A.2 Contraintes pour les expériences

Les contraintes pour les expériences ont été de trois ordres et ont constitué un aspect important et formateur de mon travail de thèse :

¹processus de conversion non linéaire entre photons incidents, l'énergie du photon résultant vaut la somme des énergies des photons incidents ; du point de vue classique l'anharmonicité de la vibration représentant le mouvement de l'électron autour du noyau dans les cristaux de conversion assure la production des harmoniques supérieurs. Pour obtenir la pulsation 3ω , on place à la suite deux cristaux convertisseurs ; le premier combine une partie des photons incidents pour donner des photons à 2ω et laisse passer les autres. Le deuxième cristal combine ces photons à ω délaissés par le premier cristal avec les photons 2ω . Le rendement global de conversion est faible et le réglage très délicat et sensible aux perturbations mécaniques, c'est pourquoi nous avons choisi de privilégier une forte intensité laser en travaillant à ω pour le faisceau d'interaction, plutôt qu'une courte longueur d'onde.

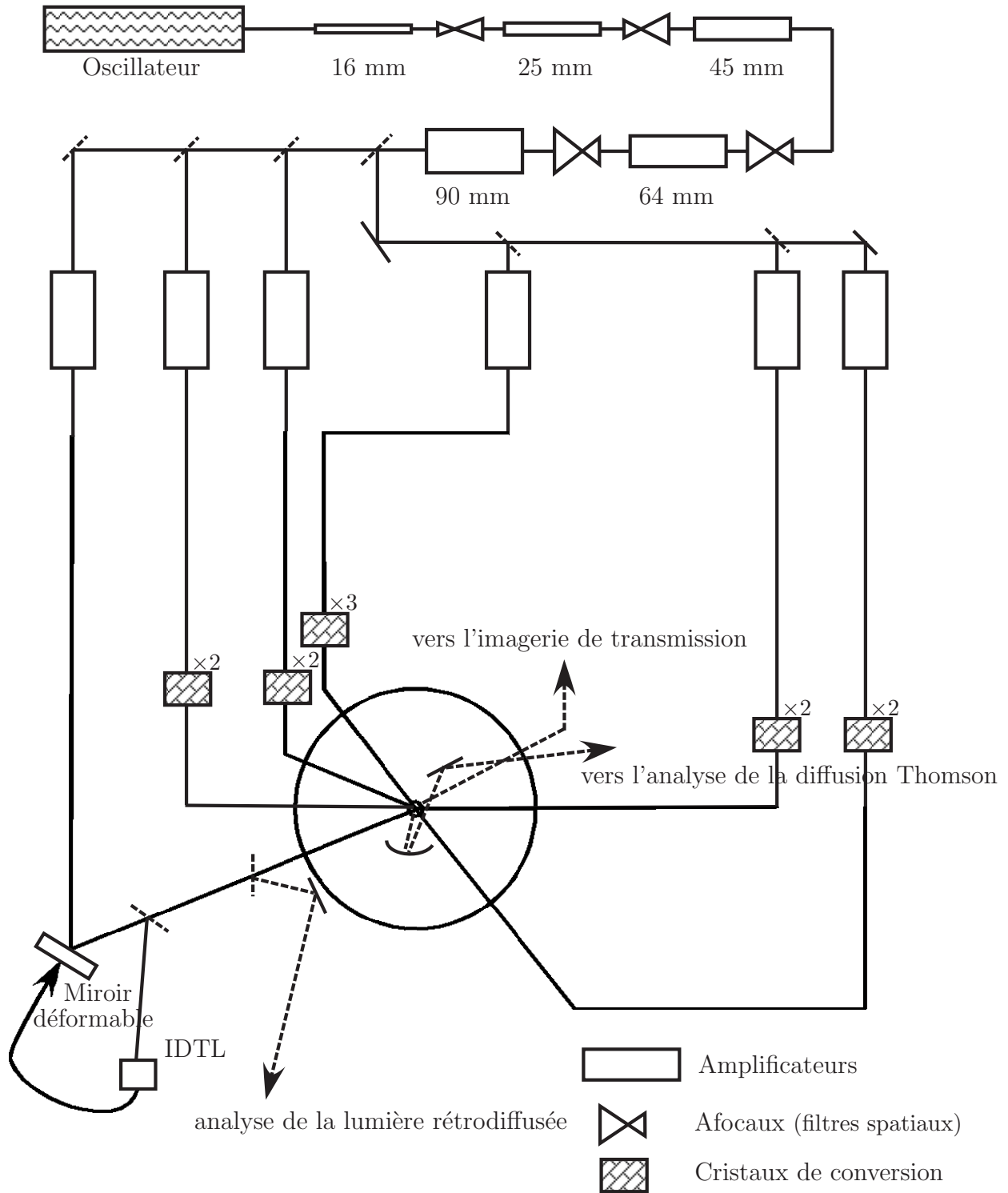


FIG. II.2: Schéma de la chaîne « Six Faisceaux » du LULI

- mettre au point des dispositifs optiques répondant aux besoins de l'expérience, mais qui soient *réalisables techniquement*. Les processus étudiés dans ce manuscrit mettent en jeu des échelles de temps très courtes (tout se passe en moins d'une nanoseconde), et spatiales très petites (l'éclairement dans la tache focale varie à l'échelle de quelques microns). Dès lors, toute manipulation est effectuée à la dizaine de microns près, pour des pièces mécaniques pesant plusieurs kilogrammes. Le phénomène étant très court, tous les appareils doivent être synchronisés exactement sur l'instant où se produit l'interaction, il faut rappeler ici que les câbles coaxiaux standard de commande des caméras introduisent des déphasages de 5 ns/m ; un raccord de câbles coaxiaux rajoute 150 ps et peut faire perdre le signal.

Par exemple, les prismes nécessaires à certaines expériences devaient présenter pour certains des angles de l'ordre d'une dizaine de secondes d'arc, ce qui est à la limite des possibilités techniques des fabricants.

- la prise en compte du compromis entre *coût* et caractéristiques : le diamètre important de toutes ces optiques, frappées par le faisceau de diamètre 90 mm, parfois sous incidence oblique, impliquant des diamètres de 15 cm à 30 cm, m'a obligé à me pencher à de nombreuses reprises sur la *dimension économique* des expériences sur un grand instrument.
- la prise en compte des *délais* : temps de préparation de la salle d'expériences limité (d'autres équipes menant d'autres expériences au cours de l'année), nombre de tirs laser très limité et attribué un an à l'avance. La prise en compte des délais des fabricants, ainsi que des appels d'offre a également été importante. Le coût important d'exploitation d'un grand instrument étant élevé, le *temps laser* d'expérience disponible est attribué à différentes équipes nationales et internationales par une commission de programmes, selon la qualité des projets scientifiques ; le planning est typiquement fixé un an à l'avance, et est *inflexible*. Il arrive fréquemment que suite à des difficultés imprévues de réalisation d'une commande, un fabricant ne fournisse le matériel qu'une fois le temps laser terminé.

II.B. Caractéristiques du plasma

Les cibles choisies sont des feuilles minces ; la plupart des tirs ont été réalisés sur des feuilles minces constituées d'un mélange équimolaire de carbone et d'hydrogène (polystyrène). Ce choix est avant tout pragmatique, dans la mesure où il existe une importante expertise au LULI pour ce type de cibles. Le dimensionnement a été réalisé d'une part à l'aide des résultats établis sur l'explosion des feuilles minces [76, 77, 78], d'autre part à l'aide de simulations hydrodynamiques radiatives bidimensionnelles, que l'on a confrontées à des mesures précises effectuées par diffusion Thomson, décrites ci-après [19, 79].

Les disques de polystyrène utilisés ont une épaisseur de l'ordre du micron ($1.2 \mu\text{m}$) pour un diamètre typique de $380 \mu\text{m}$. Le nombre atomique moyen vaut $\langle Z \rangle = 3.5$ (polystyrène C-H) et $\langle m_i \rangle \approx 1.0855 \times 10^{-26} \text{ kg}$.

La géométrie de l'irradiation de la feuille mince explosée est représentée figure II.3 page ci-contre. Deux faisceaux laser dits de création, de pulsation 2ω et contrapropagatifs, atteignent la feuille mince à l'instant initial. Le matériau est alors complètement ablaté et ionisé.

Un troisième faisceau laser, dit de chauffage, irradie la cible 0.8 ns plus tard.

Enfin un dernier faisceau laser, dit d'interaction, est envoyé sur le plasma 1.7 ns après l'instant initial, en même temps qu'un faisceau sonde Thomson de pulsation 3ω . La chronométrie des faisceaux est schématisée figure II.4 page suivante.

II.B.1 Caractérisation expérimentale par diffusion Thomson

La diffusion Thomson consiste en l'émission de lumière par les électrons d'un plasma en oscillation dans le champ électromagnétique d'un faisceau sonde. Le faisceau sonde doit satisfaire les critères suivants :

- il ne doit pas perturber le milieu à sonder (mesure non destructrice)
- la propagation du faisceau sonde doit être linéaire.

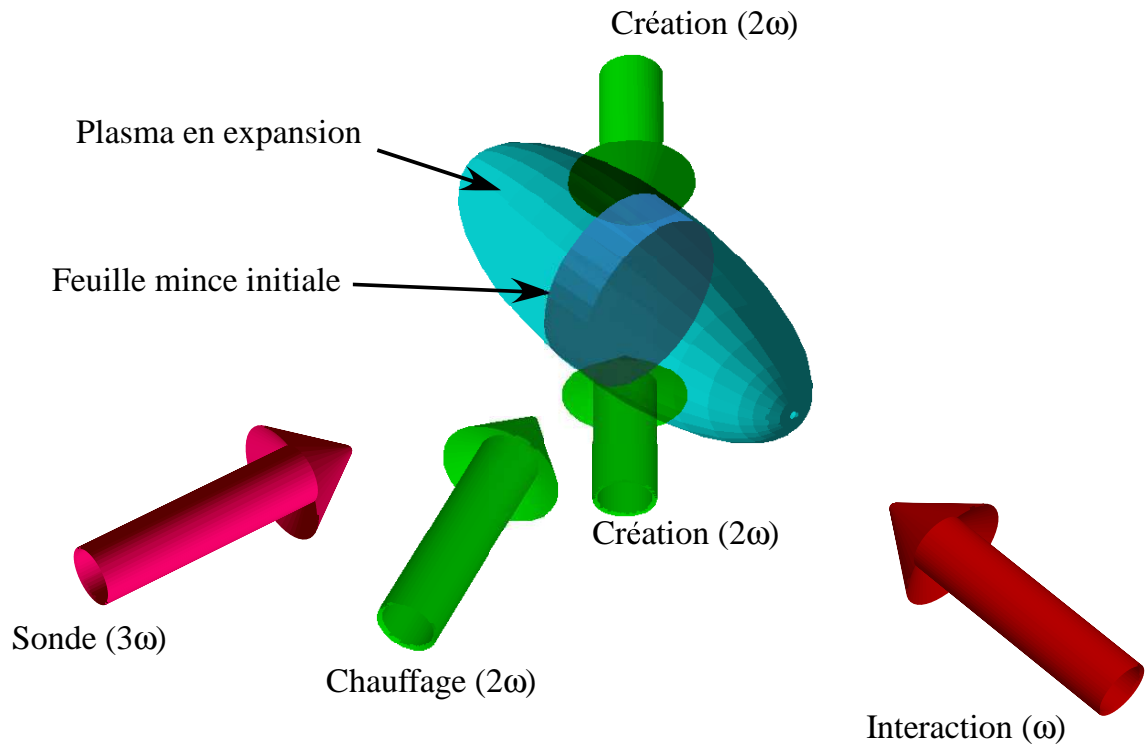


FIG. II.3: Configuration des faisceaux et expansion du plasma.

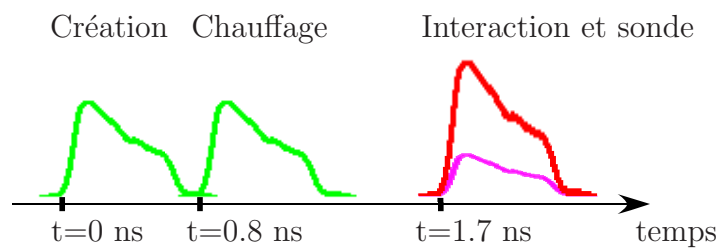


FIG. II.4: Chronométrie des faisceaux

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure II.5.

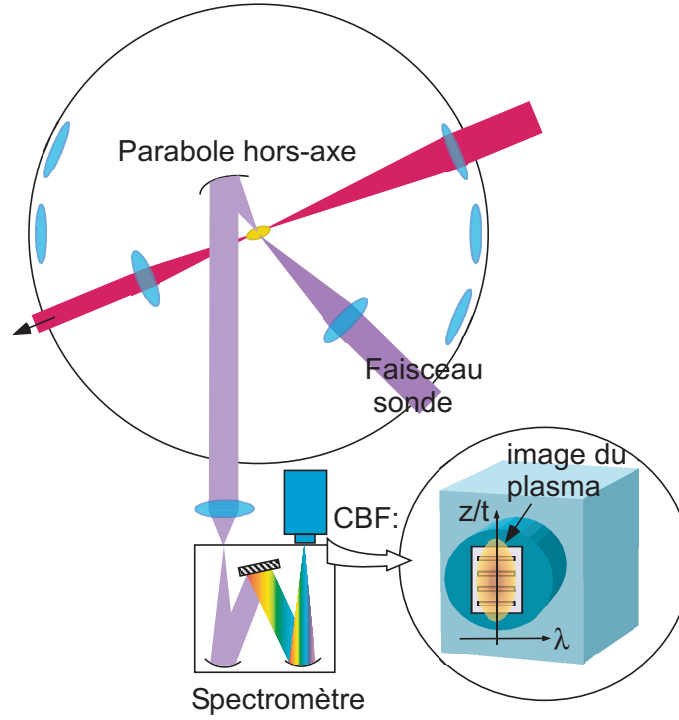


FIG. II.5: Dispositif de diffusion Thomson. Le faisceau d'interaction est en rouge, le faisceau sonde (3ω) en violet ; il est recueilli par une parabole et envoyé vers un spectroscopie couplé à une caméra à balayage de fente.

L'onde électromagnétique sonde se propage dans le plasma (la théorie sera détaillée au chapitre III) en suivant la relation de dispersion liant sa pulsation ω à son vecteur d'onde de norme k

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2$$

la pulsation plasma étant définie par

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}}$$

En notant $n_{c,\omega}$ la densité de coupure pour la pulsation nominale ω de l'installation 6 faisceaux, pulsation au-delà de laquelle les ondes électromagnétiques ne peuvent plus se propager, la relation de dispersion précédente prend la forme :

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{c,\omega}}}$$

avec $n_{c,\omega}$ la densité critique à la pulsation ω (Cf. (III.14) page 50).

La permittivité diélectrique relative du plasma, carré de l'indice optique, est donnée par

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

ce qui revêt une importance particulière pour la sonde Thomson dont la pulsation vérifie $\omega_{pe}/\omega_{\text{Thomson}} \ll 1$: l'indice est très proche de 1 et le plasma n'induit pas de réfraction sur le faisceau sonde ; ainsi, il n'y a pas de correction angulaire à apporter, et les angles de diffusion de la sonde sont bien caractéristiques de la diffusion Thomson. Ce point serait différent si $\omega_{pe}/\omega_{\text{Thomson}}$ n'était plus négligeable devant 1, que la densité électronique soit trop importante, ou la longueur d'onde sonde trop grande.

Si elle va de pair avec une installation complexe (obtention de la pulsation triple dans notre expérience) et délicate comportant des détecteurs sensibles, la diffusion Thomson permet de résoudre temporellement et spatialement les températures électronique et ionique, la densité électronique, la vitesse de dérive électronique, donc de caractériser de manière très fine le plasma créé consécutivement à l'explosion de la feuille mince, et ce de manière non perturbative [80, 81, 82]. Ce sont, parmi les processus de diffusion Thomson « collective » (souvent appelée cohérente dans la littérature), la diffusion sur les ondes thermiques du plasma, en l'absence du faisceau d'interaction, et la diffusion sur les ondes stimulées (acoustiques ioniques ou électroniques) par le faisceau d'interaction, qui font l'objet de ce qui suit.

Par convention, l'axe des z aura la direction et le sens de propagation du faisceau d'interaction. On note la vitesse locale d'expansion du plasma

$$\vec{u} = u \vec{e}_z \quad (\text{II.1})$$

En notant ω_{sonde} , ω_{plasma} , ω_{diff} les pulsations respectives de l'onde de sonde, de l'onde sondée (plasma électronique ou acoustique ionique) et de l'onde sonde diffusée,

$$\omega_{\text{diff}} = \omega_{\text{sonde}} \pm \omega_{\text{plasma}} \quad (\text{II.2})$$

Le signe « + » correspondant à la diffusion Thomson « up », le signe « - » à la diffusion Thomson « down ».

II.B.2 Diffusion Thomson thermique

En considérant la diffusion sur des ondes acoustiques ioniques, (Cf. figure II.6) qu'elles soient thermiques ou stimulées¹, et en tenant compte du décalage Doppler,

$$\omega_{\text{plasma}} = \omega_{\text{iaw}} = k_{\text{iaw}} c_s + \vec{k}_{\text{iaw}\pm} \cdot \vec{u} \quad (\text{II.3})$$

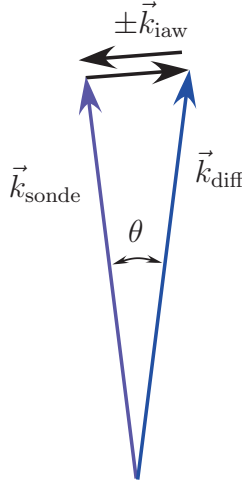


FIG. II.6: Géométrie de la diffusion Thomson sur des ondes acoustiques ioniques

Deux exemples de spectres de diffusion Thomson thermique extraits de la thèse de S. Depierreux sont donnés figure II.7 page ci-contre. Ainsi, \vec{k}_{iaw} étant fixé par la géométrie de la diffusion Thomson, le spectre diffusé est une fonction de la vitesse de phase des ondes acoustiques ioniques c_s , et de la vitesse de dérive électronique parallèlement au vecteur d'onde de l'onde sondée i.e. $\vec{u} \cdot \vec{k}_{\text{iaw}} / \|\vec{k}_{\text{iaw}}\|$. Précisément, l'écart $\Delta\omega_{\text{th},i}$ (et mesurable sur la figure II.7 *via* la différence $\delta\lambda_{\text{th},i}$) entre les deux taches de diffusion Thomson ionique up et down s'écrit en faisant la différence des équations up et down (II.2) et en explicitant ω_{plasma} à l'aide de l'égalité (II.3) :

$$\Delta\omega_{\text{th},i} = 2k_{\text{iaw}}c_s = 2k_{\text{iaw}}\sqrt{\frac{ZT_e}{m_i}}\sqrt{1 + \frac{3T_i}{ZT_e}}$$

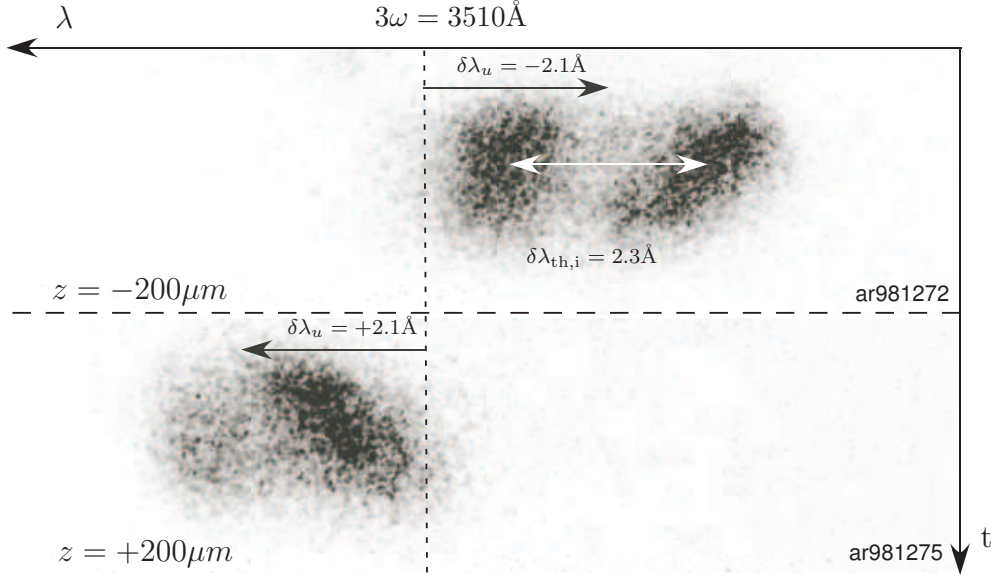


FIG. II.7: Spectres de diffusion Thomson thermique (d'après [19]).

alors que la dérive globale ($\delta\lambda_u$ sur la figure II.7) des deux taches up et down par rapport à la pulsation de l'onde sonde est la même et s'écrit $\pm(\pm\vec{k}_{iaw}) \cdot \vec{u} = \vec{k}_{iaw} \cdot \vec{u}$. Sachant que \vec{k}_{iaw} est déterminé par la géométrie de la diffusion Thomson, on obtient aisément une relation du type $f(T_e, ZT_e/T_i) = 0$. Dans le cas général où le deuxième argument de f n'est pas grand, il est nécessaire de rechercher une seconde relation, en examinant l'acuité des résonances ioniques.

Notre plasma présente une température électronique de l'ordre de 0,6 keV et une température ionique de l'ordre de 0,2 keV. Les simulations de notre plasma ont été obtenues précédemment à l'aide de simulations hydrodynamiques par K. G. Estabrook avec le code LASNEX, et par R. S. Craxton avec le code SAGE.

Le plasma utilisé dans les expériences LULI présente un rapport $ZT_e/T_i \approx 10,5$, ce qui permet de s'affranchir de la température ionique : la mesure de $\Delta\omega_{th,i}$ donne $T_e \approx 0.6$ keV, valeur quasi uniforme le long de l'axe z de propagation du faisceau d'interaction. On a par ailleurs $T_i \approx 0.2$ keV.

Nous donnons sur la figure II.11 page 31 le profil de vitesse du plasma obtenu par mesure du décalage Doppler du spectre Thomson diffusé sur les ondes acous-

¹on utilisera souvent la dénomination « ion acoustic wave », abrégée et indicée « iaw »

tiques ioniques de la diffusion Brillouin stimulée [83], dont la méthode est détaillée paragraphe II.B.4 page 30.

II.B.3 Densité du plasma

L'analyse de la diffusion Thomson sur une onde plasma électronique¹ formée par l'interaction résonnante de l'onde laser d'interaction et d'une onde électromagnétique Raman diffusée (Cf. [8]) permet d'évaluer la densité électronique du plasma, à partir du moment où on connaît la température électronique. Ainsi, pour un plasma maxwellien, la norme du vecteur d'onde de l'onde plasma électronique de la rétrodiffusion Raman k_{epw} est donné par la résolution de l'équation suivante :

$$k_{\text{epw}} = \frac{\omega}{c} \left(\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{c, \omega}}} + \sqrt{1 - 2\sqrt{\frac{n_e}{n_{c, \omega}}} \sqrt{1 + k_{\text{epw}}^2 \lambda_{\text{Debye}}^2} + k_{\text{epw}}^2 \lambda_{\text{Debye}}^2 \sqrt{\frac{n_e}{n_{c, \omega}}}} \right)$$

il n'est pas évident que la température électronique mesurée par diffusion Thomson thermique en l'absence du faisceau d'interaction reste la même en présence de ce faisceau d'interaction : ce point (la variation de température électronique avec et sans faisceau d'interaction) a été traité en détail dans [19].

Le terme ω_{plasma} de l'équation (II.2) page 25 s'écrit

$$\omega_{\text{plasma}} = \omega_{\text{epw}} = \omega_{\text{pe}} \sqrt{1 + 3k_{\text{epw}}^2 \lambda_{\text{Debye}}^2} \quad (\text{II.4})$$

En réglant la sonde Thomson de sorte à sonder par exemple les ondes plasma électroniques de la diffusion Raman stimulée suivant $-\vec{e}_z$ par le faisceau d'interaction (rétrodiffusion), on a (Cf. figure II.8)

$$k_{\text{epw}} = k \pm k_{\text{srs}}$$

les signes « + » et « - » correspondant respectivement à la diffusion Thomson up et down. Ainsi la mesure des longueurs d'onde Thomson diffusées (la pulsation de la

¹on abrégera souvent le terme ondes plasma électroniques par le sigle « epw », pour « electronic plasma waves »

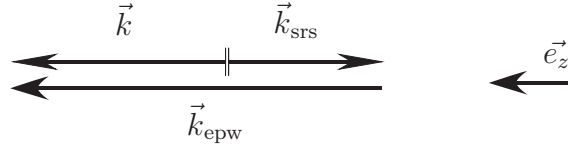


FIG. II.8: Diffusion Raman arrière : configuration des vecteurs d'onde résonants

sonde vaut trois fois la pulsation de l'onde laser d'interaction $\omega_{\text{sonde}} = 3\omega$)

$$\lambda_{\text{diff}}^{\pm} = \frac{\lambda}{3 \pm \frac{\omega_{\text{epw}}}{\omega}}$$

permettent de déterminer la pulsation ω_{epw} . Par ailleurs, la géométrie de la diffusion Thomson précisée figure II.9 fournit (relation d'Al Kashi, simple expression du carré scalaire)

$$k_{\text{epw}}^2 = k_{\text{diff}}^2 + k_{\text{sonde}}^2 - 2k_{\text{diff}}k_{\text{sonde}}\cos\theta$$

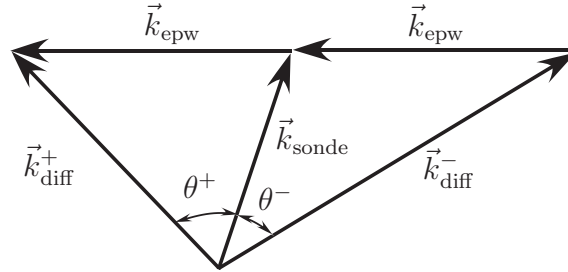


FIG. II.9: Diffusion Thomson sur les ondes plasma électroniques

On a ainsi accès à la norme du vecteur d'onde de l'onde plasma électronique.

Enfin, le décalage en pulsation de la sonde Thomson

$$\omega_{\text{diff}} - \omega_{\text{sonde}} = \pm\omega_{\text{epw}}$$

fournit ω_{pe} grâce à la relation de dispersion (II.4), puisque l'on connaît maintenant k_{epw} et λ_{Debye} , déterminé à partir de la température électronique.

Le profil de densité électronique mesuré est par exemple référencé dans [79] et rappelé figure II.10 page suivante.

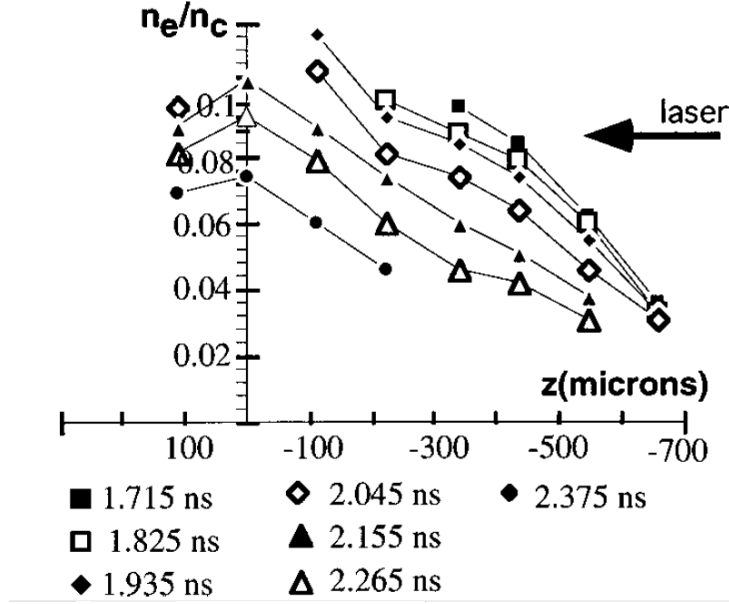


FIG. II.10: Profils de densité électronique en fonction de l'espace et du temps (d'après [79]).

II.B.4 Vitesse de dérive des électrons parallèlement au vecteur d'onde de l'onde sondée : exemple de diffusion Thomson sur les ondes acoustiques ioniques stimulées par la rétrodiffusion Brillouin

La diffusion Thomson permet également de faire des mesures en sondant les ondes stimulées par l'instabilité Brillouin. En réglant la sonde Thomson de sorte à sonder par exemple les ondes acoustiques ioniques de la diffusion Brillouin stimulée suivant $-\vec{e}_z$ par le faisceau d'interaction (rétrodiffusion), le décalage Doppler du spectre de diffusion Thomson sur les ondes ioniques permet d'estimer la vitesse d'expansion du plasma :

$$\omega_{\text{diff}} - \omega_{\text{sonde}} = -\omega_{\text{iaw}} = -k_{\text{iaw}}(c_s - u)$$

La relation de dispersion des ondes électromagnétiques (en notant $n_{c,\omega}$ étant la densité de coupure à ω)

$$k_{\text{iaw}} = 2k_0 = 2\frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{c,\omega}}}$$

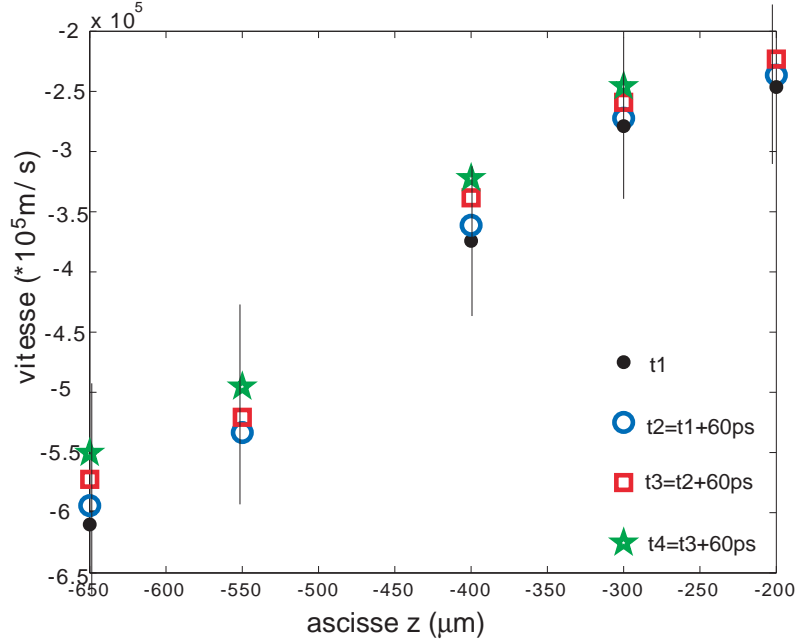


FIG. II.11: Vitesse d'expansion du plasma standard en fonction de la dimension longitudinale z (d'après [83]).

donne¹

$$\omega_{\text{diff}} - \omega_{\text{sonde}} = -2 \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{c,\omega}}} (c_s - u)$$

Le développement différentiel au voisinage de ω_{sonde} (la pulsation de la sonde vaut trois fois la pulsation de l'onde laser d'interaction $\omega_{\text{sonde}} = 3\omega$)

$$\frac{\delta\omega_{\text{sonde}}}{\omega_{\text{sonde}}} = -\frac{2}{3c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{c,\omega}}} (c_s - u)$$

donne finalement, puisque $\frac{\delta\omega}{\omega} = -\frac{\delta\lambda}{\lambda}$,

$$\frac{\delta\lambda_{\text{sonde}}}{\lambda_{\text{sonde}}} = \frac{2}{3c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{c,\omega}}} (c_s - u)$$

ce qui donne la relation opérationnelle

$$u(z, t) = c_s(z, t) - \frac{3c}{2\sqrt{1 - n_e/n_{c,\omega}(z, t)}} \frac{\delta\lambda_{\text{sonde}}}{\lambda_{\text{sonde}}}(z, t) \quad (\text{II.5})$$

¹La grandeur accessible à la mesure est ici la longueur d'onde. Elle est liée à la fréquence de l'onde via la relation de dispersion dans le vide, tandis que la fréquence vue dans le référentiel du laboratoire se conserve en passant du plasma au vide. La relation $\frac{\delta\omega}{\omega} = -\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ utilisée ici est vérifiée autant dans le vide que dans le plasma.

En conclusion, *la mesure du décalage spectral lors de la diffusion Thomson, en fonction de l'abscisse z dans le plasma, permet d'accéder à la vitesse locale du plasma $u(z)$ dès lors que l'on a déjà déterminé la densité électronique.* Les mesures expérimentales (effectuées dans [83]) pour le profil de vitesse sur la partie avant du plasma ($z < 0$ et $u < 0$) sont regroupées figure II.11 page précédente.

II.C. Forme spatio-temporelle de l'impulsion laser

II.C.1 Profil temporel de l'impulsion laser

Le matériau constituant les barreaux amplificateurs de la chaîne laser, verre dopé au néodyme, cède l'énergie (originale des lampes flash excitatrices) emmagasinée dans l'inversion de population en son sein, à l'impulsion laser lorsque celle-ci le traverse.

Idéalement, le découpage temporel de l'impulsion laser par cellule de Pockels est réalisé de sorte à précompenser les distorsions que l'impulsion est amenée à subir lors de l'amplification dans la chaîne laser. Ainsi, pour obtenir par exemple une impulsion de forme temporelle rectangulaire en fin de chaîne amplificatrice, une impulsion trapézoïdale croissante du temps doit être injectée par l'oscillateur. En effet, le gain des barreaux sature en fin de passage de l'impulsion laser, du fait de l'appauvrissement de l'inversion de population.

Le profil d'impulsion *disponible* ¹ durant la campagne 2003 est donné à la figure II.12 page suivante.

¹Du fait de la déficience d'un module électronique de mise en forme, la préamplification de l'impulsion laser, avant injection dans l'oscillateur, n'était pas opérationnelle. Le profil temporel n'est donc pas gaussien comme nous l'avions prévu, mais nous avons tenu compte par la suite de cette déformation dans toutes nos simulations et analyses.

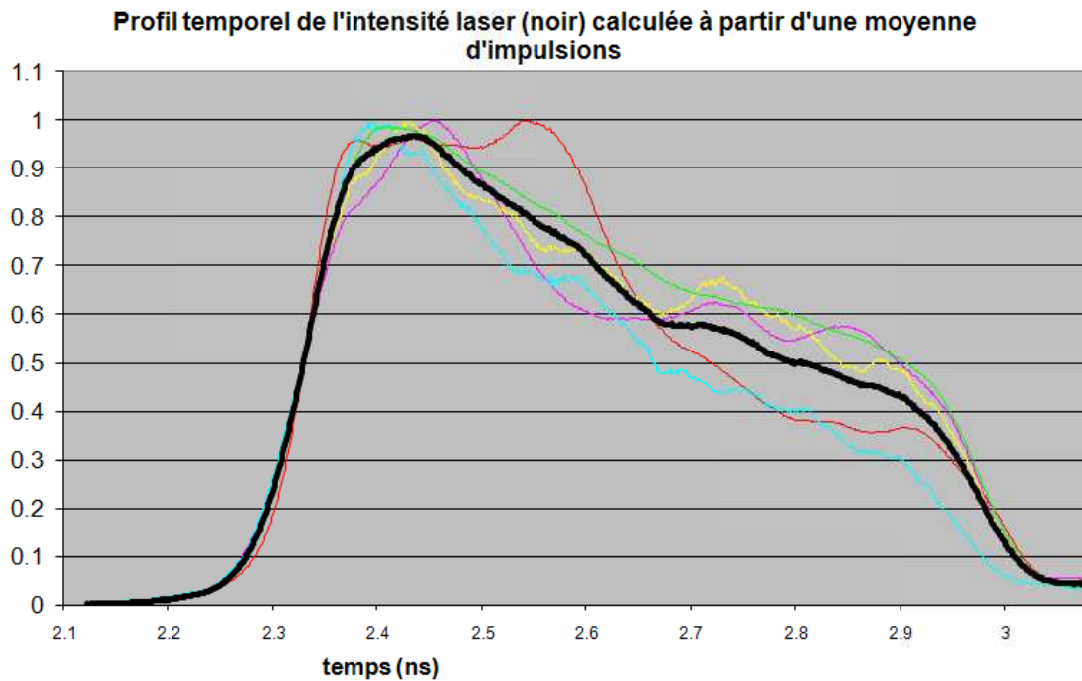


FIG. II.12: Forme temporelle de l'impulsion laser pour différents tirs de l'installation 6 faisceaux, située par rapport aux impulsions dont elle est la moyenne (2003). Cette forme temporelle est la forme temporelle moyenne que nous avons adoptée comme valable pour tous les tirs expérimentaux discutés dans ce manuscrit ; nous l'avons également numérisée et utilisée dans toutes nos simulations. La prise en compte pour les simulations, des paramètres expérimentaux précis, avec leurs défauts, est essentielle si l'on veut interpréter correctement les expériences.

II.C.2 Forme spatiale idéale du faisceau laser en champ proche

Idéalement, le laser est prévu pour produire un champ électrique de *champ proche*¹ de la forme « porte » :

$$(r, \theta) \mapsto E/E_0 = \Pi_{r_0}(r, \theta) = 1 \text{ si } r \leq r_0, \text{ et nul ailleurs.} \quad (\text{II.6})$$

Du fait d'un gain radial plus élevé sur la partie externe des barreaux amplificateurs, le profil spatial expérimental en champ proche initialement gaussien au niveau de l'oscillateur laser ($I(r)/I(0) = \exp[-2(r/r_{0\text{initial}})^2]$), prend pour le champ proche à la sortie du dispositif amplificateur une forme hypergaussienne :

$$\frac{I(r)}{I(0)} = \exp \left[-2 \left(\frac{r}{r_0} \right)^n \right] \text{ où } n \text{ est de l'ordre de 16 à 18, et où } r_0 = 85 \text{ mm.} \quad (\text{II.7})$$

Cette hypergaussienne constitue une très bonne approximation de la fonction porte (II.6).

L'interpolation analytique de ce profil d'intensité par une hypergaussienne a été réalisée à partir de l'enregistrement expérimental sur caméra CCD de l'image II.17 page 39. Notons que ce profil est obtenu dans le meilleur des cas, i.e. lorsque toutes les causes d'aberration ont été supprimées. L'identification des causes d'aberration du faisceau, ainsi que leur correction, a constitué une partie importante de notre travail (Cf. paragraphes suivants et chapitre V).

II.C.3 Distorsions spatiales dégradant le faisceau

De nombreuses distorsions du champ électrique laser se produisent au cours de la propagation de l'impulsion dans la chaîne laser. Certaines de ces déformations, selon qu'elles soient de trop basses fréquences transverses pour pouvoir être filtrées par les trous de filtrage spatial disposés dans les afocaux de la chaîne laser, ou que

¹i.e. par définition juste avant la lentille de focalisation de l'enceinte, le champ au voisinage de la tache focale est nommé *champ lointain*

leur origine soit située après le dernier trou de filtrage spatial, peuvent induire des déphasages et des interférences à l'intérieur même du faisceau laser. Les modulations d'éclairement et de phase résultantes dans le plan focal objet des lentilles de focalisation aboutissent à des taches focales aberrées, telle la tache observée figure II.13.

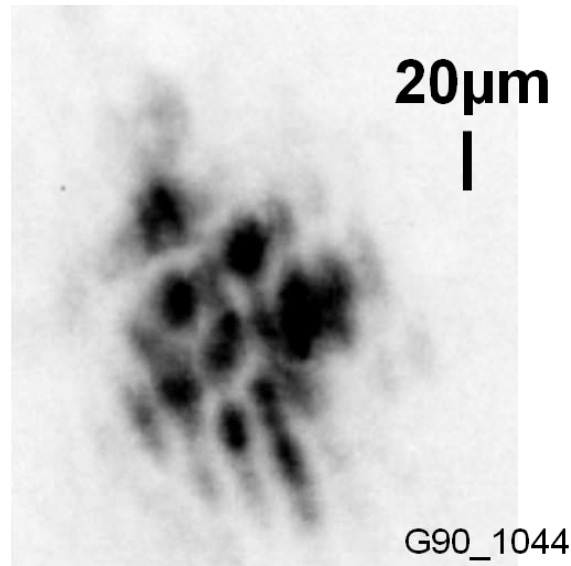


FIG. II.13: Distribution d'intensité dans la tache focale non corrigée du faisceau d'interaction de l'installation 6 faisceaux. Cette tache focale non corrigée présente plusieurs points chauds, elle est impropre pour la réalisation d'expériences en « point chaud isolé ».

L'écart observé entre la tache focale expérimentale non corrigée et une tache d'Airy (tache limitée par la diffraction, dont on mène l'étude au paragraphe II.D. page 41 et en annexe I page 227) provient ici de la distorsion en éclairement et en phase du *champ proche*, juste avant la lentille de focalisation, indépendamment de la qualité de l'optique focalisante. Il n'est pas envisageable d'utiliser un tel profil de tache focale, complexe, non maîtrisé et non reproductible, pour faire des études d'interaction laser plasma.

II.C.3.a Description des causes d'aberration

Les distorsions proviennent

- des défauts de phase accumulés dans la chaîne laser, du fait de l'*imperfection des optiques* (aberrations stationnaires dites aberrations statiques, inchangées d'un tir à l'autre)
- de la biréfringence thermique des *barreaux amplificateurs* (aberrations non stationnaires ou aberrations dynamiques)
- de la *réfraction* dans des gradients d'indice au cours de la simple propagation du faisceau laser dans l'air ambiant (plusieurs dizaines de mètres, Cf. figure II.2 page 20).

Lorsque les optiques de déviation ou de focalisation (miroirs, lentilles), ou encore les dispositifs de conversion (cristaux de KDP) et d'absorption (densités optiques neutres i.e. de transmittance uniforme sur le spectre, utilisées pour ajuster l'intensité laser) ne sont pas de qualité suffisante (typiquement des optiques spécifiées à $\lambda_V/10$ dans la zone de focalisation, $\lambda_V/4$ en amont de la correction de front d'onde), on obtient des profils de champ proche aberrés non seulement en phase mais aussi en éclairement. La « qualité insuffisante » regroupe un nombre varié de défauts, allant de l'insuffisance du polissage des dioptries ou l'inhomogénéité en masse du matériau constitutif de l'optique (défauts constructeur), à la présence d'éléments étrangers sur les dioptries, poussières principalement, sur lesquelles la lumière diffracte ; cette diffraction par poussières induisant des variations d'éclairement autour de l'éclairement moyen déjà fort, des dégradations par claquage disruptif des optiques en aval surviennent, de sorte que la dégradation du champ électrique s'amplifie.

On donne un exemple d'éclairement dégradé suite à la présence d'optiques ayant subi des dégradations du fait de forts éclairements diffractés sur des poussières présentes sur des optiques en amont figure II.16 page 39.

La dégradation du champ électrique dans le plan objet de l'optique de focalisation d'un laser de puissance se traduit par la dégradation de la tache focale au niveau du plasma, et interdit a priori les expériences en « point chaud isolé ».

Lorsque le laser est de très bonne qualité, l'éclairement en champ proche est uniforme. Cependant, il subsiste toujours des aberrations de phase ¹. Or un champ électrique uniforme en norme dans le champ proche n'est pas une condition suffisante pour obtenir un champ lointain limité par la diffraction due à l'ouverture de l'optique de focalisation ; les surfaces équiphasés en champ proche doivent *également* être planes, comme l'explique la figure II.14. Sur la partie gauche, une onde plane présentant un champ électrique uniforme en norme, est focalisée par une lentille convergente en une tache d'Airy (limite de diffraction). Sur la partie droite, une onde présentant elle aussi un champ électrique uniforme en norme, mais des fronts de phase chahutés, est focalisée par la lentille convergente en une tache présentant plusieurs points chauds, comme montré sur le relevé expérimental II.13 page 35.

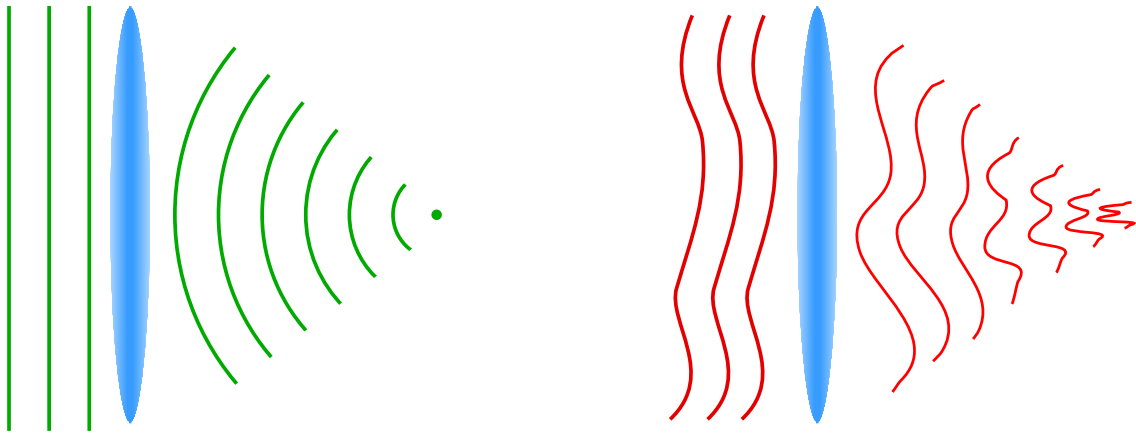


FIG. II.14: Importance de la planéité de la phase pour l'obtention d'un point chaud isolé.

Jusqu'à présent, les seuls dispositifs amplificateurs mis en œuvre à grande échelle dans les lasers de puissance sont des barreaux à inversion de population

¹On peut montrer que le premier défaut qui apparaît pour une onde plane uniforme se propageant dans une chaîne optique est un défaut du front de phase, avant l'apparition de non-uniformité de l'éclairement dans un plan transverse [84]

pompés par lampes flash. En passant dans ces barreaux transparents, le faisceau laser est amplifié par émission stimulée. Cependant à cause du faible rendement d'inversion de population, une partie importante de l'énergie des lampes flash est dissipée sous forme thermique dans le verre des barreaux, qui devient anisotrope, et ainsi perturbe la propagation de la lumière laser incidente. Le front de phase, initialement plan en entrée du barreau se déforme alors, ce qui aboutit après focalisation à la dégradation de la tache focale. Ce phénomène appelé biréfringence thermique cause l'aberration du front de phase la plus difficile à corriger, car elle est non-stationnaire. On donne un exemple figure II.15 de *distorsion dynamique* du champ lointain (tache focale) consécutive à une importante distorsion de phase du champ proche : ces profils ont été obtenus en ne laissant pas le temps aux barreaux de se refroidir entre deux tirs laser.

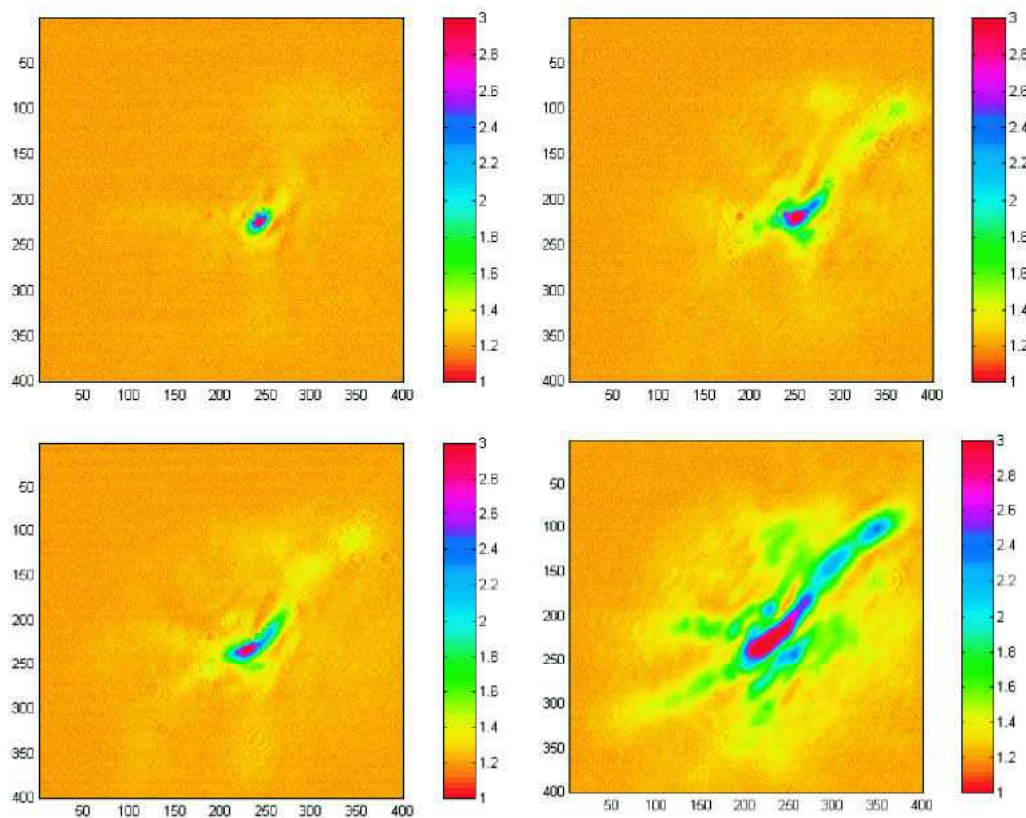


FIG. II.15: Distorsion de la tache focale au cours de tirs rapprochés, sans correction : effets thermiques cumulatifs.

Des études « laser » amont ont été réalisées au LULI et au CEA à l'occasion de la mise en route du LULI 2000, qui a eu lieu pendant la période de ma thèse. Elles ont montré qu'un refroidissement des barreaux, même actif, entre le tir n et le tir $n+1$, ne suffit pas à retrouver pour le tir $n+1$ l'état physique du barreau juste avant le tir n . Cet hystérésis implique donc une correction spécifique, non stationnaire, qui mesure l'état de la chaîne laser et du champ proche pour le corriger *juste avant le tir laser*. La section V page 136 décrit les méthodes que nous avons adoptées pour obtenir au niveau de la sortie du laser un champ électrique d'amplitude la plus uniforme possible et de phase la plus plane possible. Le chapitre V traitera des méthodes que nous avons adoptées pour corriger les défauts de phase résiduels juste avant focalisation, au moyen d'un miroir déformable, ou d'un apodiseur.

II.C.3.b Solutions statiques mises en œuvre

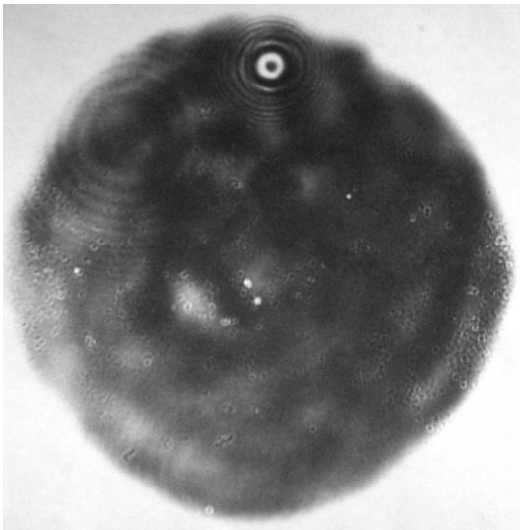


FIG. II.16: Intensité du champ proche, exemple dégradé. Le diamètre de la zone noircie est 85 mm.

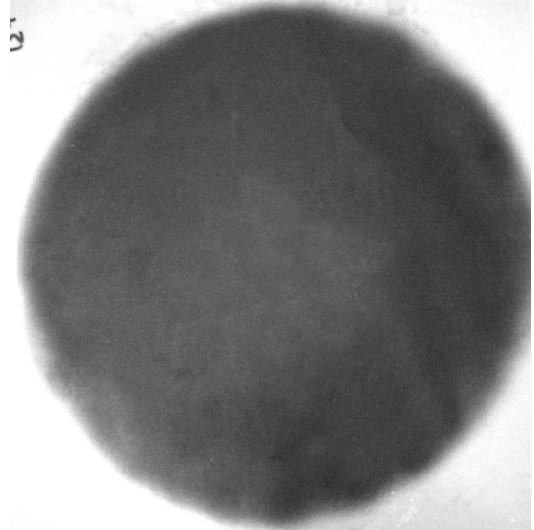


FIG. II.17: Intensité du champ proche utilisé. Le diamètre de la zone noircie est 85 mm.

La première étape afin d'obtenir une tache focale se rapprochant de la limite de diffraction (*tache d'Airy*) est d'abord d'obtenir un champ proche de bonne uni-

formité en norme. Ceci a été obtenu en sortie de salle laser avec succès par l'équipe de laséristes du LULI.

En aval de la salle laser, dans la chambre d'expériences, nous avons maintenu cette qualité en éliminant toute source possible d'aberration statique. De sorte à minimiser les déformations de tache focale par aberration statique, les optiques utilisées dans l'expérience étaient de qualité $\lambda_V/4$ (avec $\lambda_V = 550$ nm) avant la correction de front d'onde décrite au paragraphe V page 136, et $\lambda_V/10$ au-delà (Cf. schémas du dispositif expérimental pour les optiques concernées, II.2 page 20, IV.1 page 98 et IV.2 page 99).

Cela signifie qu'il n'y a pas de déformation sur la surface de l'optique plus grande que $\lambda_V/4$ ou $\lambda_V/10$ *d'un bord à l'autre de l'optique*, i.e. sur une distance de l'ordre de la dizaine de centimètres au minimum (typiquement $2r_0\sqrt{2}$ pour un faisceau de diamètre $2r_0$ sous incidence de 45°). La maîtrise des variations lentes de la phase (plus que les variations de grande fréquence spatiale (le « grain RMS »)) est importante, car elles se transforment directement (via le transformateur de Fourier qu'est la lentille de focalisation) en faibles fréquences spatiales aux plus petites distances de l'axe optique, modifiant la forme de la tache focale (à des détails transverses dans le champ proche caractérisables par la longueur d'onde Λ correspondent dans le plan focal des concentrations lumineuses à la distance angulaire $\propto \frac{\lambda}{\Lambda}$).

En particulier, les nombreux miroirs, métalliques ou diélectriques, les hublots de la chambre d'expérience, les lentilles ou miroirs de focalisation que nous avons utilisés présentaient de très bonnes qualités (aberrations corrigées, polissage fin) au minimum $\lambda_V/10$.

Comme le dispositif laser est un « grand instrument », et que la chaîne laser s'étale sur plusieurs salles optiques, le faisceau traversant plusieurs dizaines de mètres dans l'air de ces salles climatisées, il a été nécessaire de « tuber » le trajet du faisceau dans l'air, i.e. enfermer le faisceau sur sa longueur dans des tubes de diamètre adapté, pour éviter les gradients thermiques et les turbulences de l'air climatisé. Ce point, très important en pratique, est loin d'être anecdotique.

Le dernier traitement que subit le faisceau laser avant son interaction avec le plasma se déroule dans une enceinte à vide, pour éviter le claquage disruptif de l'air. Le faisceau de champ proche a été focalisé au moyen d'un *doublet* de grande qualité optique (supérieures à $\lambda_V/10$). Cet élément optique intervenant en dernier sur le faisceau, juste avant le plasma, ne saurait compromettre tous les dispositifs de correction du champ proche installés en amont. Les mesures de contrôle et de caractérisation de cette optique que j'ai menées, en utilisant un faisceau laser de faible énergie et de très grande qualité (onde plane uniforme) ont montré que ce doublet de focalisation¹ n'est pas limitant du point de vue des aberrations introduites, et que sa *tache focale est limitée par la diffraction*.

II.D. Profil spatial idéal en champ lointain : tache d'Airy

On choisit une modélisation pour le champ proche juste avant la lentille de focalisation en forme de « fonction porte, décrit par l'équation II.6 page 34.

On rappelle qu'une tache d'Airy d'intensité maximale I_0 possède un éclairement à symétrie de révolution autour de l'axe optique, donnée par la fonction d'éclairement dans les conditions de Fraunhofer, à l'infini dans la direction θ :

$$\theta \mapsto I_0 \left(\frac{2J_1 \left(\frac{2\pi r_0 \sin \theta}{\lambda} \right)}{\frac{\pi \cdot 2r_0 \sin \theta}{\lambda}} \right)^2 \quad (\text{II.8})$$

où r_0 est toujours le rayon du champ proche (défini en (II.6) et (II.7)), λ la longueur d'onde du laser dans le vide ($\lambda = 1,053 \mu\text{m}$), et J_1 la première fonction de Bessel de première espèce².

¹Nous appellerons parfois « lentille » les doublets de focalisation et d'imagerie par commodité.

On gardera à l'esprit que la qualité optique a toujours été à l'origine du choix des optiques.

²Rappelons que la n -ième fonction de Bessel de première espèce est donnée par

$$J_n(x) = (x/2)^n \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{2^{2p} p! (n+p)!} x^{2p}$$

Le premier zéro de cette fonction est obtenu pour $\frac{2r_0 \sin \theta}{\lambda} = 3,8317$ soit

$$\sin \theta = \frac{3,8317\lambda}{2\pi r_0} = 1,22 \frac{\lambda}{2r_0} \quad (\text{II.9})$$

Il est intéressant de comparer sur la figure II.18 page suivante le graphe de cette tache d'Airy à celui d'une *gaussienne* de même largeur à mi-hauteur, pour voir que les deux courbes sont très proches, leur différence principale est due aux oscillations de la fonction de Bessel. La première oscillation en intensité n'excède pas 1,3% de l'intensité maximale.

La proportion de puissance contenue dans le pic central de la tache d'Airy vaut 83,8%. On consultera également l'annexe I page 227. Expérimentalement, du fait de l'absorption et de la non-linéarité de l'interaction avec l'intensité, les ailes de la tache d'Airy ne sont pas significatives par rapport au résultat expérimental que donnerait une tache purement gaussienne. Lorsque la tache focale est bien corrigée, *la différence entre tache gaussienne et d'Airy est inférieure au bruit de fond*. Les résultats que nous avons ainsi obtenus en mettant en œuvre la tache d'Airy peuvent donc être raisonnablement comparés aux prévisions théoriques et numériques souvent effectuées en faisceau gaussien.

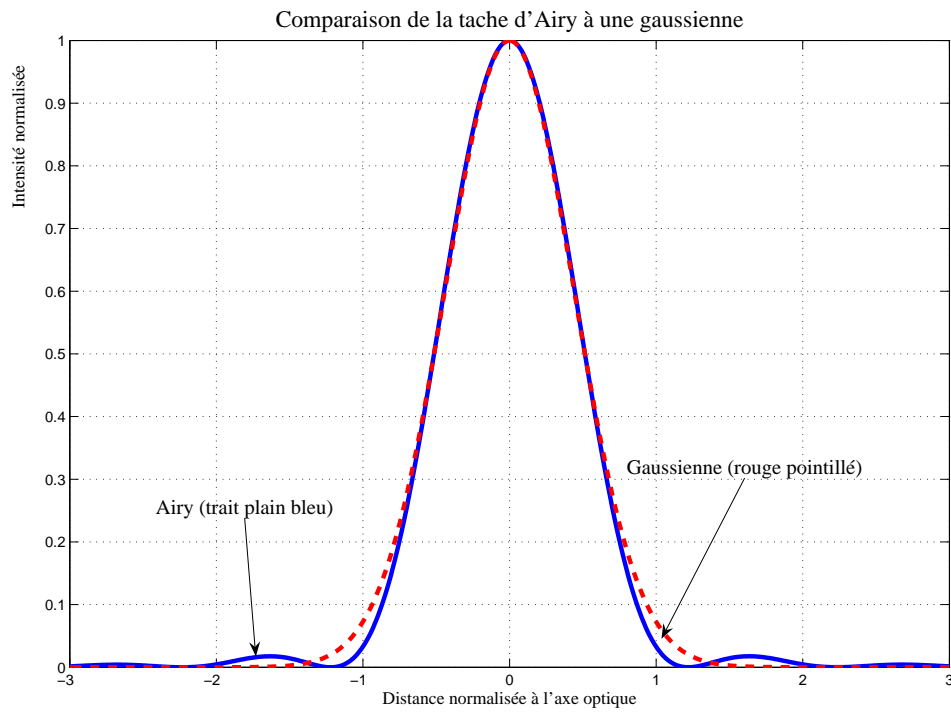


FIG. II.18: Profil d'intensité du faisceau laser en champ lointain en forme de tache d'Airy (traits pleins), comparé au profil d'une tache gaussienne de même largeur à mi-hauteur (pointillés). Intensité normalisée en ordonnée en fonction de la distance à l'axe optique.

Chapitre III

Éléments théoriques et numériques

Sommaire

III.A.	Rapports de Physique de l'interaction laser-plasma	47
III.A.1	Présentation	47
III.A.1.a	Densité critique	47
III.A.1.b	Indice optique du plasma	51
III.A.2	Absorption thermique : bremsstrahlung inverse	51
III.A.2.a	Description physique	51
III.A.2.b	Calcul du coefficient d'absorption	52
III.A.2.c	Ordres de grandeurs	54
III.A.3	Autofocalisation et filamentation	55
III.A.3.a	Description physique qualitative	56
III.A.3.b	Force pondéromotrice : modèle physique	57
III.A.3.c	Force d'origine thermique	65
III.A.4	Transport thermique	67
III.A.4.a	Approche de Spitzer	67
III.A.4.b	Transport non-local	69
III.A.4.c	Conséquences de la filamentation dans les expériences	72
III.B.	Approximation hydrodynamique	72

III.B.1	Dérivation des équations hydrodynamiques à partir des équations cinétiques	73
III.B.1.a	Équation de Fokker et Planck	73
III.B.1.b	Grandeurs mésoscopiques	74
III.B.1.c	Moments successifs de l'équation de Fokker et Planck	76
III.B.1.d	Fermeture	77
III.B.1.e	Choix des classes de vitesses particulières critiques	77
III.B.2	Description ondulatoire du plasma pour la simulation	78
III.B.2.a	Code de simulation de l'interaction laser plasma PARAX	78
III.B.2.b	Modèle ondulatoire	79
III.B.2.c	Équation d'onde basse fréquence avec prise en compte du transport non local dans l'espace de Fourier	83
III.B.2.d	Équation paraxiale pour le champ électrique	84
III.B.3	Couplage de l'onde laser aux ondes du plasma	86
III.C.	Modélisation des paramètres expérimentaux	88
III.C.1	Hydrodynamique globale du plasma expérimental	88
III.C.1.a	Hydrodynamique globale	88
III.C.1.b	Hydrodynamique aux petites longueurs d'onde	89
III.C.2	Modélisation de la forme temporelle de l'impulsion laser	90
III.C.3	Prise en compte de la forme spatiale du faisceau	90

Nous effectuons dans ce chapitre un rappel sommaire des notions utiles à l'interaction laser plasma. Nous donnons en particulier des ordres de grandeurs, utiles à l'expérience et à la simulation, dans nos conditions précises de travail (en particulier III.A.2.c et les seuils de filamentation page 64).

Nous décrivons le dépôt d'énergie laser dans le plasma en évoquant le bremsstrahlung inverse et la force pondéromotrice, situés dans le cadre de la théorie non locale du transport. La réponse du plasma est ensuite traitée par une approche fluide dérivée de la description cinétique du transport non local. On présente en particulier le modèle ondulatoire de la réponse plasma, implémenté dans le code de simulation numérique d'interaction laser plasma que nous avons utilisé et développé pour effectuer nos simulations. Ce code est le code PARAX, créé au Commissariat à l'Énergie Atomique [85, 86]. Nous présentons ici sommairement ses caractéristiques, le modèle ondulatoire sur lequel il repose, et les modifications concernant les paramètres laser et plasma que nous y avons introduites. Les diagnostics numériques que nous avons implantés dans le code sont détaillés au chapitre IV.

III.A. Rappels de Physique de l'interaction laser-plasma

III.A.1 Présentation

III.A.1.a Densité critique

Une onde électromagnétique transverse ne peut se propager que dans les zones dites sous-denses d'un plasma, zones dont la densité électronique est inférieure à une densité critique n_c . Si l'onde n'a pas auparavant été absorbée, elle se réfléchit sur la surface limite de densité critique [87, 8].

On se limite dans ce paragraphe à la *seule étude de la propagation d'une onde électromagnétique (transverse) dans un plasma.*

Réponse diélectrique d'un plasma non collisionnel non magnétisé

Supposons pouvoir décrire le plasma comme un mélange de deux fluides, électronique et ionique, sans collisions pour simplifier (ces hypothèses hydrodynamiques seront discutées plus tard). On ne suppose pas le plasma froid (ce qu'il n'est pas). Pour autant on s'affranchit du terme de pression dans l'équation d'Euler du fait que la divergence du champ électrique dans le plasma est nulle en raison de l'absence de charge nette locale dans le cas de la propagation d'une onde électromagnétique transverse : électrons et ions oscillent dans des plans transverses au vecteur d'onde, et il n'y a aucune onde de densité de charge. L'équation d'Euler pour l'espèce s est ainsi

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} + (\vec{v}_s \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{v}_s = \frac{q_s}{m_s} (\vec{E} + \vec{v}_s \wedge \vec{B}) \quad (\text{III.1})$$

En simplifiant, on peut supposer la réponse linéaire

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = \frac{q_s}{m_s} \vec{E} \quad (\text{III.2})$$

et la recherche d'une solution sinusoïdale de la forme $\vec{v}_s(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{v}_s(\vec{r}) \exp(-i\omega t)]$ fournit

$$\vec{v}_s(\vec{r}) = -\frac{q_s}{i m_s \omega} \vec{E} \quad (\text{III.3})$$

Dans ces conditions on a une *densité de courant* $\vec{J}_s = n_s q_s \vec{v}_s$ proportionnelle au champ électrique, soit

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = -i\omega \varepsilon_0 \chi_s(\omega) \vec{E} \quad (\text{III.4})$$

avec une *susceptibilité diélectrique* pour l'espèce s

$$\chi_s(\omega) = -\frac{\omega_{\text{ps}}^2}{\omega^2} \quad (\text{III.5})$$

où l'on a posé par définition la *pulsation plasma* de l'espèce s

$$\boxed{\omega_{\text{ps}} = \sqrt{\frac{n_s q_s^2}{m_s \varepsilon_0}}} \quad (\text{III.6})$$

Du fait du rapport de masse m_i/m_e très important, la réponse diélectrique du plasma est d'abord due aux électrons : la permittivité diélectrique relative s'écrit en ne considérant que la réponse électronique

$$\varepsilon_r(\omega) \approx 1 + \chi_e(\omega) = 1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega^2} \quad (\text{III.7})$$

En effet

$$\omega_{\text{pi}}^2 = \frac{n_i Z^2 e^2}{m_i \varepsilon_0} = \frac{Z m_e}{m_i} \omega_{\text{pe}}^2 \ll \omega_{\text{pe}}^2.$$

Propagation des ondes électromagnétiques

Écrivons la relation de dispersion d'une onde électromagnétique de pulsation ω dans un plasma homogène de densité électronique n_e , sans réponse ionique, non magnétisé et non collisionnel, et globalement neutre. L'équation de propagation du champ électrique \vec{E} s'écrit pour l'onde monochromatique de pulsation ω , en tenant compte de $\text{div} \vec{E} = 0$,

$$\Delta \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\omega) \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{III.8})$$

Dans cette équation la permittivité diélectrique relative ε_r est scalaire, car on se restreint aux ondes électromagnétiques dans un plasma non magnétisé.

La recherche de solutions en ondes planes de vecteur d'onde directeur \vec{k} , de champ électrique $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ fournit la relation de dispersion générale des ondes électromagnétiques

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_r(\omega)} \quad (\text{III.9})$$

Dès lors (III.8) s'écrit :

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_{\text{pe}}^2 \quad (\text{III.10})$$

m_e et e étant respectivement la masse et la charge d'un électron.

Ainsi une onde électromagnétique transverse ne peut se propager que si sa pulsation est supérieure à une valeur limite, la pulsation plasma électronique ω_{pe}

$$\omega \geq \omega_{\text{pe}} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} \quad (\text{III.11})$$

On remarque que la pulsation plasma est le quotient entre la vitesse thermique électronique et la longueur d'écrantage de Debye λ_D , longueur caractéristique d'écrantage du potentiel d'une charge au sein du plasma (Cf. [6] p.54) :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (\text{III.12})$$

La pulsation ω est fixée par les caractéristiques du laser à l'origine de l'onde électromagnétique. En pratique, les plasmas utilisés dans nos expériences sont inhomogènes : le paramètre variable dans l'inégalité précédente est donc la densité électronique n_e . Ainsi, pour que les ondes électromagnétiques transverses de pulsation ω puissent se propager dans le plasma de densité n_e , il faut avoir :

$$n_e \leq \frac{m_e \varepsilon_0 \omega^2}{e^2} \quad (\text{III.13})$$

On appelle *densité électronique critique* n_c à la pulsation ω , la densité électronique au-delà de laquelle les ondes électromagnétiques transverses ne peuvent plus se propager :

$$n_c = \frac{m_e \varepsilon_0 \omega^2}{e^2} = \frac{4\pi^2 c^2 m_e \varepsilon_0}{e^2} \times \frac{1}{\lambda_{\text{vide}}^2} \approx \frac{1,11 \times 10^{21}}{\lambda_{\text{vide}}^2 (\mu\text{m})} (\text{cm}^{-3}) \quad (\text{III.14})$$

expressions où l'on a aussi caractérisé l'onde électromagnétique par sa longueur d'onde dans le vide $\lambda_{\text{vide}} = 2\pi c/\omega$. Dans nos expériences, nous avons utilisé pour le faisceau d'interaction laser-plasma un faisceau infrarouge de longueur d'onde

$$\lambda_{\text{vide}} = 1,053 \mu\text{m}$$

qui est relatif à la densité critique

$$n_c = 1,0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} = 1,0 \times 10^{27} \text{ m}^{-3} \quad (\text{III.15})$$

Les faisceaux de création étant à une longueur d'onde moitié $\lambda_{\text{vide}}/2 = 526,5 \text{ nm}$, et le faisceau Thomson de sonde à $\lambda_{\text{vide}}/3 = 351 \text{ nm}$, ils pénètrent à des densités électroniques respectivement 4 et 9 fois plus grandes (Cf. paragraphe II.B. page 22).

Pour un bon dépôt de l'énergie d'un laser intense, il est nécessaire que l'onde soit entièrement absorbée de manière normale (conversion en énergie thermique des particules par bremsstrahlung inverse) *avant* d'atteindre la surface critique.

Il est aussi nécessaire qu'il n'y ait pas de perte de l'onde par des mécanismes de rétrodiffusion (diffusions Brillouin ou Raman stimulées). Pour l'étude d'ondes autres que les ondes électromagnétiques, nous renvoyons au paragraphe III.B. page 72.

III.A.1.b Indice optique du plasma

La propagation de l'onde laser dans le plasma, linéaire dans les parties « transparentes », est gouvernée par le profil d'indice optique du plasma pour cette onde, donné au point M par le quotient de la célérité de la lumière c sur la vitesse de phase locale de l'onde électromagnétique. En utilisant (III.13),

$$n = \frac{k(M) c}{\omega} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2(M)}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e(M)}{n_c}} \quad (\text{III.16})$$

D'après l'expression de l'indice pour les ondes transverses, *les zones de fort indice optique sont les zones de faible densité électronique*. Cette opposition entre densité et indice joue un rôle important dans le phénomène d'autofocalisation que nous examinons plus loin.

La notion d'indice local du plasma est utile dans la mesure où il est souvent commode de considérer la propagation de la lumière laser d'un point de vue géométrique. Ce point de vue est simplificateur mais il permet souvent de prévoir qualitativement l'évolution du faisceau laser au sein d'un profil de densité, la lumière se dirigeant dans le sens du gradient d'indice d'après la loi icônale de l'optique géométrique

$$\frac{dn\vec{u}}{ds} = \overrightarrow{\text{grad}n} \quad (\text{III.17})$$

où \vec{u} est le vecteur unitaire orthogonal aux surfaces d'onde, dirigeant un rayon lumineux.

III.A.2 Absorption thermique : bremsstrahlung inverse

III.A.2.a Description physique

Le bremsstrahlung inverse est un processus où un électron, passant à proximité d'un ion du plasma, est excité par le champ électrique de l'onde laser. Ce mécanisme convertit l'énergie cohérente d'oscillation en une énergie thermique aléatoire (électronique et ionique). Du point de vue quantique, l'absorption d'un photon de l'onde

laser incidente par le couple électron-ion fait passer l'électron d'un état du continuum à un autre état du continuum (Cf. par exemple [88] page 80).

Le bremsstrahlung inverse est un mécanisme thermalisant dans la mesure où il réchauffe préférentiellement les électrons froids du fait de sa dépendance en $T_e^{-3/2}$, et il est favorisé par de faibles longueurs d'onde ($\propto \lambda^{-2}$). Physiquement on peut dire que le bremsstrahlung inverse est fort aux fortes densités et que seules les ondes transverses de faibles longueurs d'onde peuvent pénétrer à des densités électroniques importantes (inégalité (III.11)).

III.A.2.b Calcul du coefficient d'absorption

En tenant compte d'un terme de collisions $-\nu_{ei}\vec{v}_e$ dans l'équation d'Euler et en l'absence de vitesse de dérive, on a

$$\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E} - \nu_{ei} \vec{v}_e$$

et on obtient à la place de (III.9) une nouvelle équation de dispersion des ondes électromagnétiques, qui implique que la fréquence ν_{ei} de collisions électrons-ions intervienne dans la susceptibilité électronique qui devient complexe, sa partie imaginaire traduisant l'amortissement de l'onde laser : en l'absence d'autres phénomènes la norme du champ électrique pour une onde plane progressive monochromatique se propageant vers les z positifs, décroît exponentiellement : $\|\vec{E}\| \propto \exp[-\Im m(k) z]$.

La relation de dispersion générale des ondes électromagnétiques (III.9) est inchangée mais la permittivité diélectrique relative s'écrit maintenant (localement si le plasma est inhomogène)

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_{ei})} \quad (\text{III.18})$$

Ainsi, pour ω réel, le vecteur d'onde $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_r}$ possède une partie imaginaire qui vaut la moitié du coefficient d'absorption $\kappa_{BI}(\text{m}^{-1})$ par unité de longueur de l'intensité laser incidente¹ par bremsstrahlung inverse : ce coefficient est donc donné

¹facteur deux de l'intensité par rapport à l'amplitude

par

$$\kappa_{\text{BI}} = 2\mathbb{I}m(k) = \frac{\nu_{\text{ei}}}{c} \frac{n_e/n_c}{\sqrt{1 - n_e/n_c}} \quad (\text{ m}^{-1}) \quad (\text{III.19})$$

On obtient dans le cadre de l'approximation d'enveloppe Wentzel Kramers Brillouin (Cf. par exemple [89]) une absorption pour la puissance laser incidente traversant un plasma situé entre les abscisses z_1 et z_2

$$A \approx 1 - \exp \left[\int_{z_1}^{z_2} \frac{\frac{\nu_{\text{ei}}(z')}{c} \frac{n_e(z')}{n_c}}{\sqrt{1 - \frac{n_e(z')}{n_c}}} dz' \right] \quad (\text{III.20})$$

La fréquence de collision électron-ion pour une *distribution maxwellienne* des vitesses électroniques (Cf. [90] et la remarque page 196 du volume 1 de [6] sur la nécessité d'utiliser Z_{eff} à la place de Z) est obtenue à partir de la section efficace de diffusion Rutherford électron ion, et vaut

$$\nu_{\text{ei}} = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle Z \rangle} \frac{n_e e^4 \ln \Lambda_{\text{ei}}}{4\pi \varepsilon_0^2 m_e^2 v_{\text{Te}}^3} \quad (\text{III.21})$$

La vitesse thermique électronique vaut

$$v_{\text{Te}} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (\text{III.22})$$

Numériquement, $\nu_{\text{ei}}(\text{s}^{-1}) = 9,17 \times 10^{-11} \frac{Z_{\text{eff}} n_e(\text{cm}^{-3}) \ln \Lambda_{\text{ei}}}{T_e(\text{keV})^{3/2}}$

Le logarithme coulombien $\ln \Lambda_{\text{ei}}$ prend la valeur 7 dans notre plasma (Voir applications numériques paragraphe suivant).

On peut alors définir le libre parcours moyen collisionnel électron-ion λ_{ei} . C'est le quotient de la vitesse relative moyenne électron-ion (la vitesse thermique électronique en première approximation) et de la fréquence de collision ν_{ei} donnée par l'expression (III.21).

$$\lambda_{\text{ei}} = \frac{v_{\text{Te}}}{\nu_{\text{ei}}} \quad (\text{III.23})$$

On remarque que le libre parcours moyen électron-ion est proportionnel à la puissance quatrième de la vitesse :

$$\lambda_{ei} = \frac{v}{\nu_{ei}} \propto v^4 \quad (\text{III.24})$$

III.A.2.c Ordres de grandeurs

Le détail de nos paramètres plasma est décrit partie II.B. page 22. Pour disposer des ordres de grandeur caractéristiques du plasma que nous avons utilisé dans nos expériences, nous prendrons comme valeurs typiques des paramètres plasma une densité électronique $0.15n_c = 1,46 \times 10^{-26} \text{ m}^{-3}$, une température électronique $k_B T_e = 0,6 \text{ keV}$ en présence du faisceau d'interaction. Le mélange équimolaire de carbone et d'hydrogène présente une charge moyenne $Z = 3,5$, et une charge effective (intervenant dans les calculs de sections efficaces de collision) $Z_{\text{eff}} = \langle Z^2 \rangle / Z = 5,3$.

La densité critique (III.14) à la longueur d'onde du faisceau d'interaction vaut

$$n_c = 1,0 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} = 1,0 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$$

La vitesse thermique électronique (III.22) vaut alors

$$v_{Te} = 1,0 \times 10^7 \text{ m/s}$$

soit 3% de la célérité de la lumière, ce qui permet de s'affranchir d'un traitement relativiste.

La longueur d'écrantage de Debye (III.12) vaut alors

$$\lambda_D = 1,5 \times 10^{-8} \text{ m} = 1,5 \times 10^{-2} \mu\text{m}$$

Le paramètre d'impact à déviation à angle droit de la diffusion Rutherford vaut

$$b_0 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)} = 8,4 \times 10^{-12} \text{ m}$$

à la vitesse thermique correspondant à la température électronique de notre plasma. Cette valeur est bien inférieure à la longueur de Broglie électronique

$$\lambda_B = h/(m_e v_{Te}) = 1,12 \times 10^{-11} \text{ m}$$

Le fait que ces deux quantités soient faibles devant la longueur de Debye implique que les angles de déviation lors des collisions électron-ion sont faibles. Le logarithme coulombien est dans ces conditions de l'ordre de

$$\ln \Lambda_{ei} = \ln \frac{\lambda_D}{\lambda_B} = 7 \quad (\text{III.25})$$

La pulsation plasma électronique (III.11) à $0,15n_c$ vaut

$$\omega_{pe} = 6,8 \times 10^{14} \text{ rad/s}$$

soit une fréquence plasma électronique

$$f_{pe} = 1,1 \times 10^{14} \text{ Hz}$$

La fréquence de collision électron-ion (III.21) vaut

$$\nu_{ei} = 1,08 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$$

Ainsi le libre parcours moyen électron-ion (III.23) vaut

$$\lambda_{ei} = 9,5 \times 10^{-6} \text{ m} = 9,5 \text{ } \mu\text{m}$$

La taille de ce libre parcours moyen, comparable aux longueurs caractéristiques des gradients hydrodynamiques, nécessitera, comme on va le voir, un traitement collisionnel pour l'action exercée par le laser sur le plasma.

La longueur caractéristique d'absorption collisionnelle, κ_{IB}^{-1} , vaut 1,7 mm pour un plasma qui serait homogène de densité uniforme $0,15n_c$.

La vitesse acoustique ionique qui sera définie en (III.65) page 82 vaut

$$c_s = \sqrt{(Zk_B T_e + 3k_B T_i)/m_i} = 2,0 \times 10^5 \text{ m/s} = 0,20 \text{ } \mu\text{m/ps}$$

III.A.3 Autofocalisation et filamentation

La filamentation du faisceau laser résulte soit de surintensités du faisceau soit d'inhomogénéité du plasma. Étant donné son importance dans notre étude, nous

présentons une description physique de ses causes, séparant les effets pondéromoteurs des effets collisionnels.

De nombreuses études théoriques et numériques ont été faites sur la filamentation, tant du point de vue de l'étude de l'autofocalisation seule, que de l'instabilité de filamentation.

L'auto-canalisation d'un faisceau laser a été abordée dès les années 1960 dans [91], en considérant pour des champs laser intenses l'effet de non-linéarité Kerr sans raréfaction de plasma. Il est cependant nécessaire, pour les intensités laser atteintes dans nos expériences, et les études sur la fusion en général, de tenir compte de l'expulsion de matière par le laser.

Le calcul de la réponse plasma peut être fluide, mais nécessite un traitement cinétique pour tenir compte des effets collisionnels. Un nombre important d'articles théoriques et numériques traitent de l'autofocalisation, du seuil pondéromoteur, et de l'éclatement du faisceau suite à la filamentation (Cf. [92, 48, 46, 93, 49, 50, 94, 52]).

L'instabilité résonnante d'un point chaud dans un creux de densité est traitée dans [53, 54].

Dans nos conditions de plasma semicollisionnel, une théorie complète de la filamentation tenant compte du transport non local est nécessaire, elle est développée dans les références [95, 51]. La réponse plasma au champ laser doit être décrite à partir de l'équation de Fokker et Planck tenant compte du bremsstrahlung inverse et des effets pondéromoteurs.

III.A.3.a Description physique qualitative

Autofocalisation

L'*autofocalisation* traduit la concentration spatiale de la lumière laser dans les zones du plasma présentant déjà des maxima d'intensité lumineuse.

Comme nous allons le montrer dans les sections suivantes, le plasma est en effet expulsé des *zones de forte intensité* lumineuse par deux phénomènes [92] :

- la force pondéromotrice
- le gradient de pression thermique

Or les zones où le plasma se raréfie voient leur *indice optique augmenter* consécutivement à la chute de densité électronique (expression (III.16)). La lumière est alors déviée vers ces zones d'après l'*équation iconale* (III.17), par effet de lentille convergente. En conclusion, on aboutit bien à une *concentration spatiale* de la lumière laser.

Cet effet de concentration s'amplifie : plus la lumière se concentre, plus le taux d'expulsion du plasma augmente, et plus l'indice optique de la zone augmente, provoquant encore plus la concentration de lumière. Le mécanisme est toutefois en concurrence avec la diffraction naturelle, forte pour un faisceau d'extension spatiale de l'ordre de la longueur d'onde. Il existe un cas limite où la diffraction compense exactement l'autofocalisation [96].

Filamentation

Considérons la situation où une onde plane intense arrive en incidence normale sur un plasma. De manière plus réaliste on peut choisir une onde présentant une intensité et une phase quasi uniformes sur de grandes dimensions transverses à l'axe du faisceau. Il existe toujours des fluctuations de densité du plasma, en particulier des fluctuations dans les plans orthogonaux à l'axe du faisceau. En décomposant les fluctuations de densité électronique en somme de Fourier, et en considérant une composante particulière dont on appelle $\vec{k}_p = 2\pi/\lambda_p \vec{e}_x$ le vecteur d'onde (transverse), on voit que l'onde laser, suivant la position dans le plan transverse, ne va pas « voir » la même densité électronique. Dès lors, à cause de l'autofocalisation, il y a concentration de l'éclairement dans les zones de faible densité, i.e. d'indice élevé.

III.A.3.b Force pondéromotrice : modèle physique

On se propose de donner dans ce paragraphe un modèle physique microscopique simple décrivant les effets électromagnétiques d'une onde laser sur les particules chargées d'un plasma, appelés *force pondéromotrice*.

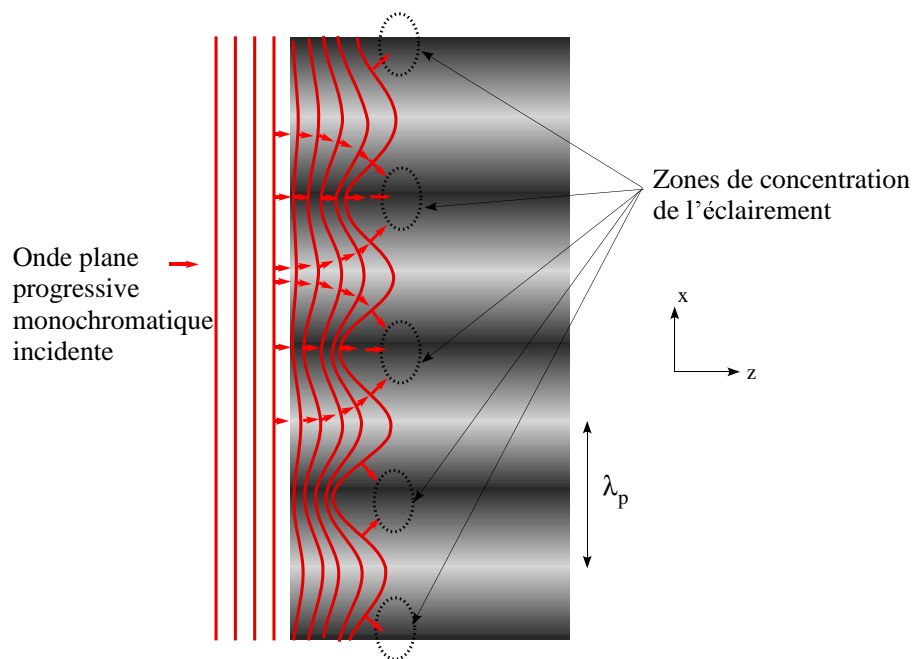


FIG. III.1: Filamentation d'une onde plane sur une fluctuation sinusoïdale transverse de densité du plasma. Les flèches rouges indiquent les vecteurs d'onde locaux, orthogonaux aux surfaces d'ondes (Malus), en traits pleins rouges. Le plasma est supposé peu dense dans les zones foncées (fort indice optique) et dense dans les zones claires (faible indice optique).

Nous présentons une description microscopique qui permet de mettre en évidence la physique sous-jacente contrairement aux tentatives de description macroscopique [97]. Pour un point de vue quantique de la force pondéromotrice à partir des équations d'Heisenberg décrivant le mouvement du centre de masse d'un dipôle, moyennées à l'aide du théorème d'Ehrenfest, on pourra utilement se reporter à [88] *page 351 sqq.* Dans ce cadre, l'interprétation de la force pondéromotrice en une force réactive (pression de radiation) et une force dissipative fournit des ordres de grandeurs intéressants dans nos conditions d'irradiation : la pression de radiation, liée aux gradients de phase, est négligeable devant la force dissipative liée aux gradients d'intensité, en effet, le quotient de la pression de radiation par la force pondéromotrice vaut pour l'électron

$$\frac{F_{\text{rad}}}{F_{\text{pond}}} = 4\pi^2 \frac{r_0}{\lambda^2} \frac{I}{\|\vec{\text{grad}} I\|} \quad (\text{III.26})$$

où $r_0 = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2) \approx 2,8 \times 10^{-15}$ m est le rayon classique de l'électron et I l'éclairement. En prenant une longueur caractéristique du gradient d'éclairement égale à la largeur à mi-hauteur du point chaud isolé soit $20\mu\text{m}$ environ (Cf. paragraphe V.G. page 148) on obtient un ordre de grandeur de 10^{-6} ; la pression de radiation est bien négligeable.

On décompose le mouvement \vec{r} d'une particule chargée de charge q et de masse m dans le champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{B}) exprimé dans le référentiel du laboratoire, en deux parties. D'une part un mouvement rapide $\vec{\delta r}$ d'oscillation haute fréquence à la pulsation du champ, et un mouvement séculaire (lent) correspondant au mouvement de la position moyenne \vec{R} de la particule, la moyenne étant effectuée sur la période du mouvement vibratoire. Dans un premier temps, on ne fait pas d'hypothèse sur la réponse de l'électron au champ haute fréquence, $\vec{\delta r}$ est a priori inconnu, et en particulier pas nécessairement colinéaire à \vec{E} .¹

¹En réalité, le mouvement vibratoire haute fréquence $\vec{\delta r}$ dépend de la vitesse de translation lente \vec{R} puisque dans le référentiel en déplacement à \vec{R} , la pulsation du champ est déplacée par *effet Doppler*. Dans le calcul qui suit on ne tient pas compte de cet effet car il nuit à la lisibilité ; il est possible de l'intégrer ultérieurement au résultat. On néglige la pression de radiation, dont on montre par la suite qu'elle est négligeable devant la force pondéromotrice dans nos conditions.

$\vec{R}(t)$ étant la trajectoire de la position moyenne de la particule, le mouvement vibratoire autour de cette position moyenne s'écrit ainsi

$$\vec{\delta r}(t) = \vec{r}(t) - \vec{R}(t) \quad (\text{III.27})$$

On fait l'hypothèse qu'au cours d'une période $T = 2\pi/\omega$ d'oscillation haute fréquence, le déplacement lent à la vitesse $\dot{\vec{R}}$ est faible devant la longueur d'onde λ du champ soit

$$\|\dot{\vec{R}}\|T \ll \lambda \quad \text{soit} \quad \|\dot{\vec{R}}\| \ll c \quad (\text{III.28})$$

La force de Lorentz instantanée qui s'exerce de la part du champ sur la particule chargée s'écrit comme la somme d'une contribution électrique et d'une contribution magnétique

$$\vec{F} = \vec{F}_{\text{elec}} + \vec{F}_{\text{magn}} = q\vec{E}(\vec{r}, t) + q\dot{\vec{r}} \wedge \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (\text{III.29})$$

La force séculaire vaut par définition

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{F}(t) dt \quad \text{où } T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (\text{III.30})$$

En faisant l'hypothèse que l'amplitude du champ est de classe \mathcal{C}^1 à l'échelle du mouvement vibratoire, hypothèse non restrictive en pratique, on peut utiliser le développement limité affine tangent du champ autour de la position moyenne \vec{R} . Pour calculer cette force séculaire, *il est nécessaire de calculer, en plus de la force électrique à l'ordre 1 en $\delta r/\lambda$ autour de \vec{R} , la force magnétique à l'ordre zéro.*

Force séculaire électrique

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{R}, t) + (\vec{\delta r} \cdot \overrightarrow{\text{grad}})_{\vec{R}} \vec{E}(\vec{R}, t) \quad (\text{III.31})$$

La force électrique se décompose donc en une force $q\vec{E}(\vec{R}, t)$ oscillante haute fréquence, de moyenne séculaire nulle, et en une force $q(\vec{\delta r} \cdot \overrightarrow{\text{grad}})_{\vec{R}} \vec{E}(\vec{R}, t)$ contenant des produits de termes oscillants haute fréquence. Ce dernier terme contient donc des composantes de pulsation somme et différence des pulsations d'oscillation de $\vec{\delta r}$

et du champ \vec{E} . La composante séculaire de la force électrique est le terme basse fréquence, moyenné sur une période du champ

$$\langle \vec{F}_{\text{elec}} \rangle = \left\langle q(\vec{\delta r} \cdot \overrightarrow{\text{grad}})_{\vec{R}} \vec{E}(\vec{R}, t) \right\rangle_T \quad (\text{III.32})$$

La coordonnée numéro $i = x, y, z$ de la force séculaire électrique s'écrit

$$\langle F_{\text{elec}_i} \rangle = q \sum_{j=x,y,z} \left\langle \delta r_i \partial_j E_i(\vec{R}, t) \right\rangle_T \quad (\text{III.33})$$

Force séculaire magnétique

Cette force est plus petite que la force électrique d'un facteur $v/c = \|\dot{\vec{r}}\|/c$, on ne conserve dans son développement que sa partie principale (pas de nécessité de développer le champ à l'ordre un contrairement au champ électrique) et le fait que $\dot{\vec{R}}$ est faible devant $\dot{\vec{\delta r}}$:

$$\vec{F}_{\text{magn}} = q\dot{\vec{r}} \wedge \vec{B}(\vec{r}, t) \approx q(\dot{\vec{R}} + \dot{\vec{\delta r}}) \wedge \vec{B}(\vec{R}, t) \approx q\dot{\vec{\delta r}} \wedge \vec{B}(\vec{R}, t) \quad (\text{III.34})$$

Pour obtenir une forme compacte en fonction du seul champ électrique, écrivons que $q\dot{\vec{\delta r}} \wedge \vec{B} = \frac{d}{dt}(q\vec{\delta r} \wedge \vec{B}) - q\vec{\delta r} \wedge \frac{d\vec{B}}{dt}$, en prenant garde que toutes les dérivées temporelles sont lagrangiennes, i.e. s'entendent en suivant la particule sur sa trajectoire. Le champ \vec{B} eulérien se dérive donc ainsi :

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + (\dot{\vec{R}} \cdot \overrightarrow{\text{grad}})_{\vec{R}} \vec{B}.$$

Le deuxième terme du membre de droite de cette égalité est négligeable devant le premier dans la mesure où la vitesse séculaire n'est pas relativiste.

On obtient donc dans le cadre de cette hypothèse, en utilisant l'équation de Maxwell et Faraday

$$\vec{F}_{\text{magn}} = \frac{d}{dt} \left(q\vec{\delta r} \wedge \vec{B}(\vec{R}, t) \right) + q\vec{\delta r} \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}$$

Le terme $q\vec{\delta r} \wedge \vec{B}(\vec{R}, t)$ étant T -périodique, la valeur moyenne temporelle de sa dérivée sur une période est nulle et on aboutit ainsi pour la force séculaire magnétique, à la moyenne effectuée sur une période du champ suivante :

$$\langle \vec{F}_{\text{magn}} \rangle = \left\langle q\vec{\delta r} \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}(\vec{R}, t) \right\rangle_T \quad (\text{III.35})$$

La coordonnée numéro i de la force séculaire magnétique s'écrit donc

$$\langle F_{\text{magn}_i} \rangle = \sum_j \left\langle q \delta r_j \partial_i E_j(\vec{R}, t) \right\rangle_T - \sum_j \left\langle q \delta r_j \partial_j E_i(\vec{R}, t) \right\rangle_T \quad (\text{III.36})$$

Force pondéromotrice

En regroupant les forces séculaires électrique (III.33) et magnétique (III.36), on obtient la coordonnée i de la force moyenne exercée par le champ sur la particule fictive de position moyenne \vec{R} :

$$\langle F_i \rangle = \sum_j \left\langle q \delta r_j \partial_i E_j(\vec{R}, t) \right\rangle_T \quad (\text{III.37})$$

soit en notations vectorielles

$$\boxed{\left\langle \vec{F} \right\rangle = \sum_j \left\langle q \delta r_j \overrightarrow{\text{grad}} E_j(\vec{R}, t) \right\rangle_T} \quad (\text{III.38})$$

Cas d'un champ électrique polarisé rectilignement

Dans notre expérience, le *champ électrique est polarisé rectilignement*. Posons donc $E_x = E$, $E_y = 0$ et $E_z = 0$. En choisissant pour simplifier une onde laser plane progressive monochromatique, on a

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E(\vec{R}, t) \vec{e}_x = E_0 \vec{e}_x \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (\text{III.39})$$

On obtient alors pour un champ polarisé rectilignement

$$\left\langle \vec{F} \right\rangle = \left\langle q \delta r_x \overrightarrow{\text{grad}} E(\vec{R}, t) \right\rangle_T \quad (\text{III.40})$$

Pour calculer la force séculaire, on a besoin de connaître le *mouvement instantané de la particule chargée dans le champ laser*. Les expressions précédentes font en effet intervenir cette inconnue sous la forme $\vec{\delta r}$.

Choisissons d'approcher simplement δr_x par le mouvement oscillatoire de l'électron dans le champ $\vec{E}(\vec{R}, t) = E_0 \cos(\omega t) \vec{e}_x$; ainsi le mouvement est caractérisé par¹

$$\delta r_x = -\frac{q}{m\omega^2} \vec{E}(\vec{R}, t) \quad (\text{III.41})$$

$$\boxed{\vec{F}_{\text{pond 1P}} = -\frac{q^2}{m\omega^2} \left\langle E_0 \cos(\omega t) \overrightarrow{\text{grad}}(E_0 \cos(\omega t)) \right\rangle_T = -\frac{q^2}{4m\omega^2} \overrightarrow{\text{grad}} E_0^2} \quad (\text{III.42})$$

Du point de vue dimensionnel, la force pondéromotrice s'exprime ainsi comme l'opposé du gradient d'une énergie, en l'occurrence l'énergie cinétique moyenne de la particule dans le champ laser $\frac{1}{2}m \left\langle \left(\frac{\dot{\delta r}}{\delta t} \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2}m \left(\frac{qE_0}{m\omega} \sin(\omega t) \right)^2 = \frac{q^2}{4m\omega^2} E_0^2$. Cette énergie cinétique moyenne de vibration de la charge *dans le champ* joue un rôle analogue à la *pression* ordinaire qui règne dans le gaz constitué par l'assemblée des particules chargées, mais qui est elle relative à une densité d'énergie thermique, i.e. aléatoire et non cohérente. Cette énergie cinétique moyenne de vibration est aussi l'énergie potentielle associée à la force pondéromotrice, on l'appelle *énergie potentielle pondéromotrice*.

Une autre expression intéressante pour la *force pondéromotrice volumique* agissant sur les électrons de densité n_e , faisant apparaître la densité volumique d'énergie électrique, est

$$\boxed{\vec{f}_{\text{pond}} = n_e \vec{F}_{\text{pond 1P}} = -\frac{n_e}{n_c} \overrightarrow{\text{grad}} \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4} = -\frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega^2} \overrightarrow{\text{grad}} \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4}} \quad (\text{III.43})$$

¹A priori, le mouvement instantané oscillatoire $\vec{\delta r}$ résulte de la réponse de la particule chargée au champ extérieur, et de l'amortissement du dipôle par émission spontanée. Il faut tenir compte de la réaction de rayonnement : la particule interagit avec son champ propre. En effet comme la particule chargée est accélérée, elle rayonne, et subit la force radiative de réaction de rayonnement $\frac{2}{3} \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3} \ddot{\vec{r}}$. Pour trouver le mouvement de la particule chargée il faut donc résoudre l'équation d'Abraham et Lorentz. On obtient alors une composante de $\vec{\delta r}$ en quadrature avec le champ électrique. Le fait de supposer ici que $\vec{\delta r}$ est a priori *en phase* avec le champ électrique revient à négliger la pression de radiation, i.e. l'absorption de quantité de mouvement des photons incidents par les particules chargées suivie d'une émission spontanée (isotrope donc impliquant un gain net de quantité de mouvement par la particule chargée). Le problème est traité en détail dans [88].

En notant I l'intensité du laser, on a $I = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c E_0^2$. Il apparaît la densité critique (III.14) et la force pondéromotrice volumique s'écrit :

$$\boxed{\vec{f}_{\text{pond}} = -n_e \overrightarrow{\text{grad}} \frac{I}{2cn_c}} \quad (\text{III.44})$$

L'exemple didactique de la polarisation rectiligne ne restreint pas la généralité du résultat : l'*expulsion des particules chargées des zones de champ fort* est valable quelle que soit la polarisation du champ (transverse, longitudinale, etc.), comme nous l'avons obtenu dans l'expression (III.38).

Enfin, on n'a pas tenu compte d'éventuelles collisions de l'électron avec ses voisins (ions ou électrons). Cette approche revient à considérer uniquement le régime non-collisionnel où la force pondéromotrice est prédominante devant la force d'expansion thermique, i.e. où le libre parcours moyen électron-ion est grand devant les distances caractéristiques des gradients dans le plasma. Ces conditions de plasma seront rencontrées dans le NIF et le LMJ.

Seuil pondéromoteur

La réfraction induite par la force pondéromotrice s'équilibre avec la diffraction naturelle du faisceau due à ses dimensions transverses finies, pour un certain éclairement, appelé seuil pondéromoteur [49, 96, 98].

Nous avons pris en référence ce seuil dans nos expériences pour choisir l'intensité lumineuse à laquelle les tirs ont été réalisés. Ce seuil, fonction de la densité et de la température électroniques, représente la puissance maximale dans un point chaud gaussien à la limite de la filamentation pondéromotrice, on l'appelle *puissance critique d'autofocalisation* ([99, 100] et article de Denis Pesme in [6]) :

$$P_{c_{\text{pond}}} = \frac{8\pi\varepsilon_0 m_e c^3}{e^2} T_e \frac{\sqrt{1 - n_e/n_c}}{(n_e/n_c)} \quad (\text{III.45})$$

soit en unités pratiques

$$P_{c_{\text{pond}}} (\text{MW}) = 34 T_e (\text{keV}) \frac{\sqrt{1 - n_e/n_c}}{(n_e/n_c)} \quad (\text{III.46})$$

On donne sur les figures suivantes la puissance critique d'autofocalisation pondéromotrice d'un point chaud en plasma homogène, en fonction de la densité électronique normalisée à la densité critique, puis l'intensité critique correspondante pour un point chaud de diamètre à mi-hauteur $21,5 \mu\text{m}$.

À la densité $n_e = 0,12n_c$, densité typique obtenue dans nos expériences lorsque l'éclairement crête est atteint, la puissance critique vaut 159 MW. Pour un point chaud de diamètre à mi-hauteur $21,5 \mu\text{m}$, l'éclairement seuil correspondant, au-delà duquel le faisceau s'autofocalise est de l'ordre de $4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. La situation expérimentale est compliquée par le fait que le plasma est inhomogène, et qu'à l'instant du maximum temporel de l'impulsion d'interaction, le plasma présente un profil de densité en cloche, maximal en son centre à $n_e = 0,12n_c$ comme on l'a vu dans le chapitre II précédent. Il est donc naturel que l'éclairement critique augmente comme l'indique le graphe de la figure III.3.

Les effets thermiques, intégrés à la force pondéromotrice par la théorie du transport non local, provoquent un effet antagoniste d'abaissement du seuil d'autofocalisation. Expérimentalement, ces deux effets de densité moindre à cause du profil plasma et de seuil non local abaissé se compensent sensiblement, de sorte que le seuil de puissance critique d'autofocalisation se situe au voisinage du seuil pondéromoteur. En pratique ce seuil nous a donc servi de référence pour les expériences, afin de calibrer l'éclairement envoyé sur le plasma.

III.A.3.c Force d'origine thermique

Dans le cadre de notre présentation simplifiée on s'intéresse ici aux seuls effets collisionnels. Au voisinage d'un maximum d'intensité lumineuse, le chauffage plasma par bremsstrahlung inverse (Cf. paragraphe suivant) provoque une modification du tenseur des contraintes (effet de *pression*). Cela induit une expansion et donc une diminution de la densité électronique. On détaille au paragraphe III.B.2.b page 79 l'obtention précise du terme de force thermique. Ce processus, plus simple à interpréter que le précédent, en a la même conséquence : le plasma est expulsé des zones de champ fort. Historiquement, c'est le premier effet à avoir été intégré

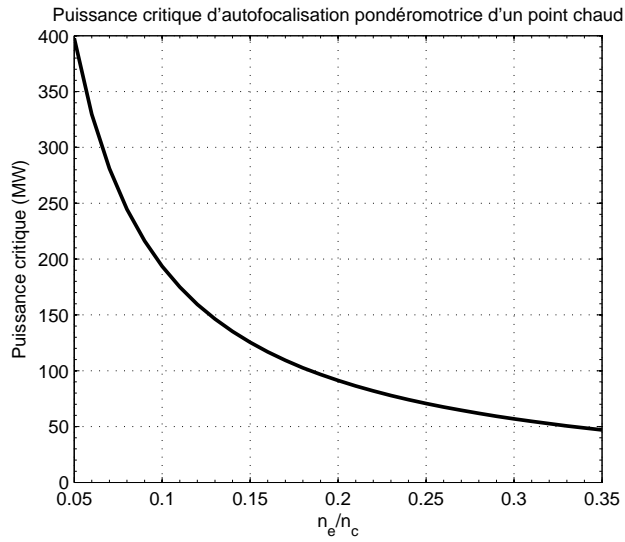


FIG. III.2: Puissance critique d'autofocalisation pondéromotrice d'un point chaud en plasma homogène, en fonction de la densité électronique normalisée à la densité critique.

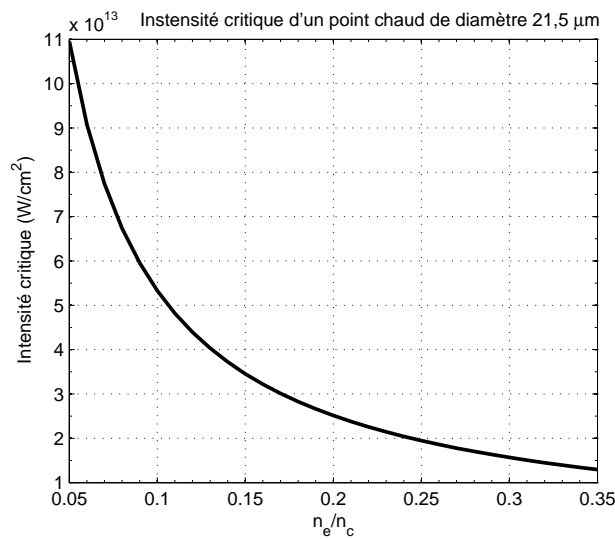


FIG. III.3: Éclairement critique d'autofocalisation pondéromotrice d'un point chaud de diamètre 21,5 μm en plasma homogène, en fonction de la densité électronique normalisée à la densité critique.

dans l'équation de la réponse plasma, alors que l'effet pondéromoteur était moins compris auparavant.

Cette représentation de la raréfaction thermique du plasma est très dépendante du fait que le libre parcours moyen électron-ion doit être faible devant la longueur caractéristique du gradient de température :

$$\lambda_{ei} \ll L_{\overrightarrow{\text{grad}T}} = \frac{T}{\|\overrightarrow{\text{grad}T}\|} \quad (\text{III.47})$$

De manière équivalente, en notant k le vecteur d'onde caractéristique des perturbations hydrodynamiques (température, densité), par exemple le vecteur d'onde $k_p = 2\pi/\lambda_p$ caractéristique des perturbations de densité liées à l'instabilité de filamentation décrite figure III.1 page 58 on a dans le cas très collisionnel $k_p \lambda_{ei} \ll 1$.

Dans le plasma de référence que nous avons utilisé pour nos expériences, le libre parcours moyen électron-ion n'est que de $\lambda_{ei} \approx 9 \mu\text{m}$, comparable à la taille du point chaud isolé (de 7 à 20 μm) ; on n'est donc ni dans le cas collisionnel où $k_p \lambda_{ei} \ll 1$, ni dans le cas « sans collisions » où $k_p \lambda_{ei} \gg 1$ dans lequel nous nous sommes placés pour exprimer la force pondéromotrice. Le plasma est dit semi-collisionnel.

L'effet thermique fait apparaître la filamentation à plus faible puissance que l'effet pondéromoteur seul, ce qui est surtout visible pour des grands vecteurs d'onde de densité. Les corrections tenant compte du transport non-local, que nous évoquons dans le paragraphe suivant qui concerne le transport, abaissent encore les seuils de filamentation [51].

III.A.4 Transport thermique

III.A.4.a Approche de Spitzer

L'énergie déposée localement par bremsstrahlung inverse dans le plasma par les ondes laser peut se déplacer dans le plasma via le transport électronique. La faible inertie des électrons devant celle des ions permet en première approximation de ne pas considérer de transport ionique.

La théorie cinétique collisionnelle du transport thermique à proximité de l'équilibre a été établie par Spitzer et Härm [101, 102]. Elle consiste à supposer que les paramètres de la fonction de distribution électronique (incluant le terme de collision électron-ion décrit précédemment) varient lentement à l'échelle du libre parcours moyen collisionnel (peu d'écart à l'équilibre global). On effectue ensuite un développement de la fonction de distribution électronique autour d'une *maxwellienne* $f^{(0)}$, séparant une partie isotrope, d'une partie anisotrope (tenant compte du flux) supposée seulement perturbative devant la précédente :

$$f = f^{(0)} + \delta \times f^{(1)} \quad (\text{III.48})$$

où le *petit* paramètre vaut

$$\delta = \frac{\lambda_{ei}}{L_{\vec{\text{grad}}T_e}}$$

où

$$L_{\vec{\text{grad}}T_e} = \frac{T_e}{\|\vec{\text{grad}}T_e\|}$$

est la longueur caractéristique du gradient de température.

Cette description n'est valable que si $\frac{\lambda_{ei}}{L_{\vec{\text{grad}}T_e}} < 2 \times 10^{-3}$.

On se propose maintenant de décrire une démarche simplifiée qui permet d'aboutir à la conductivité de Spitzer et Härm. L'équation cinétique simplifiée à une particule décrivant f en présence d'un champ électrique \vec{E} s'écrit

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{q}{m} \vec{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = -\frac{1}{\tau(v)}(f - f^{(0)}) \quad (\text{III.49})$$

en modélisant le plus simplement possible par $-\frac{1}{\tau(v)}(f - f^{(0)})$ le terme de collisions selon l'approche phénoménologique de type BGK (Bhatnagar-Gross-Krook [103]). Ce terme traduit simplement la relaxation de f vers $f^{(0)}$ sur la durée caractéristique

$$\tau(v) = \frac{1}{\nu_{ei}(v)}$$

En utilisant le fait qu'à l'ordre le plus bas en δ le flux d'énergie thermique est nul (on est à l'équilibre thermodynamique), on obtient l'expression du courant

électrique (nul pour conserver la neutralité globale) et de la densité surfacique de flux d'énergie, en fonction des gradients de température électronique, de densité et du champ \vec{E} .

La densité de flux de chaleur ($\text{J.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) peut s'exprimer selon

$$\vec{J}_Q = -\kappa_{\text{SH}} \overrightarrow{\text{grad}}(k_B T_e) = -64 \sqrt{\frac{2}{\pi}} g(Z) n_e \frac{1}{\nu_{ei}} \frac{k_B T_e}{m_e} \overrightarrow{\text{grad}}(k_B T_e) \quad (\text{III.50})$$

où
$$g(Z) = \frac{Z(Z + 17/3)}{(Z + 7)(Z + 13/3)}$$

Les collisions freinent globalement le transport, et réduisent ainsi la valeur de la conductivité thermique résultante dite de Spitzer et Härm, i.e. le facteur de proportionnalité κ_{SH} entre gradient de température et densité surfacique de flux de chaleur. Les électrons qui participent le plus au transport sont d'ailleurs ceux qui ont les plus grands paramètres d'impact (faibles angles de déviation), le flux d'énergie cinétique maximal étant obtenu pour un trajet balistique sans déviation. Au contraire, lorsque l'électron subit une interaction forte avec un ion, il y a réduction de l'anisotropie de la fonction de distribution électronique.

III.A.4.b Transport non-local

La théorie précédente du transport est insatisfaisante pour les plasmas qui deviennent moins collisionnels.

Les collisions électrons-ions ont pour effet de rendre isotrope la fonction de distribution électronique, et freinent donc le transport comme nous venons de le voir. Lors de ces collisions, l'électron échange très peu d'énergie avec l'ion cible ¹.

¹lors d'une collision élastique entre deux particules, chacune d'elle conserve son énergie et la norme de sa quantité de mouvement dans le référentiel du centre de masse. *Comme l'ion est beaucoup plus lourd que l'électron*, ce référentiel est en bonne approximation celui de l'ion ; transitoirement l'énergie potentielle coulombienne augmente au détriment de l'énergie cinétique de l'électron, mais elle est restituée quand l'électron s'éloigne de l'ion. Nous considérons dans le cadre de ce manuscrit que notre plasma n'est pas *réactif*, les collisions inélastiques sont ainsi négligées.

Les collisions électron-électron outre un effet similaire d'isotropisation, elles ont la particularité supplémentaire, la masse des deux particules en jeu étant égale, de reconstituer une maxwellienne pour la population électronique.

Il a été montré dès 1983 par Luciani et al. [104, 105] que la densité surfacique de flux de puissance thermique peut être mieux représentée à l'aide d'un noyau de délocalisation $w(x, x')$ piqué en $x = x'$ de sorte que

$$J_Q(x) = \int J_{Q_{\text{Spitzer-Härm}}}(x') w(x', x) dx' \quad (\text{III.51})$$

Comme nous l'avons vu, le plasma de nos expériences est semi-collisionnel, la longueur caractéristique du gradient de température est de l'ordre du libre parcours moyen électron-ion, $k\lambda_{ei} \approx 1$. Physiquement, on peut schématiser l'apparition de « transport non-local » par le fait que les électrons qui participent au transport ont des vitesses notablement supérieures (facteur 3 à 4) à la vitesse thermique électronique. *Le libre parcours moyen électron-électron intervient alors, et la population électronique communique sur des distances importantes, avant de transmettre son énergie aux ions : c'est un effet non-local.*

Du point de vue de la conduction thermique, en présence de forts gradients de température, le flux de chaleur n'est plus une simple fonction du point où l'on connaît le gradient, mais au contraire il est déterminé par l'état de la fonction de distribution sur plusieurs libres parcours moyens électroniques. Du point de vue de la simulation pour la physique des plasmas, la loi de Fourier n'est donc pas acceptable dans la mesure où elle autorise des flux surfaciques de chaleur qui peuvent devenir arbitrairement élevés car formellement proportionnels au gradient de température. Or il est bien entendu impossible de dépasser le flux limite balistique de chaleur, qui correspond à un déplacement d'ensemble de tous les électrons à vitesse thermique $J_{Q_{\text{balistique}}} \approx 0,11 n_e v_{Te} k_B T_e$ [106]. Tout flux de chaleur qui a tendance à devenir supérieur à cette valeur n'a pas de sens, et on le limitait jusqu'en 1995 à l'aide d'un « flux limite » minorant du flux de Spitzer collisionnel et du flux balistique.

Pour la prise en compte des effets non locaux, l'équation cinétique simplifiée (III.49) n'est plus utilisable, et l'on doit repartir de l'équation de Fokker et Planck complète (Cf. équation (III.55) page 74 et note de bas de page 73).

Contrairement à l'approche du paragraphe précédent III.A.4.a qui ne tenait compte que des collisions électrons-ions, le modèle de Bychenkov *et al.* consiste en un développement polynomial de la fonction de distribution électronique (non maxwellienne). Les collisions électrons-électrons y sont prises en compte. Ce modèle traite le cas d'une collisionnalité quelconque, à partir d'une expansion de la fonction de distribution électronique en somme d'harmoniques sphériques, dans le cadre de fortes inhomogénéités du plasma ; le flux de chaleur, le courant et le terme de friction électron-ion, y sont évalués à partir des nouvelles expressions des conductivités électrique et thermique, des flux de densité ionique, etc.

La conductivité thermique s'exprime comme la moyenne harmonique entre deux valeurs limites pour les régimes collisionnel et non collisionnel [107] :

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\kappa_{\text{coll}}} + \frac{1}{\kappa_{\text{non coll}}}}, \quad (\text{III.52})$$

avec

$$\kappa_{\text{coll}} = \frac{\kappa_{\text{SH}}}{1 + 10(\zeta(Z)k_p \lambda_{ei})^{0.9}}, \quad (\text{III.53})$$

$$\kappa_{\text{non coll}} = 0.11 \frac{\kappa_{\text{SH}}}{k_p \lambda_{ei}} \quad (\text{III.54})$$

où $\zeta(Z) = \sqrt{Z}(50 + 10Z)/(12 + Z)$.

En pratique, dans le cas fortement collisionnel $k_p \lambda_{ei} \ll 1$, on retrouve la conductivité κ_{SH} , ainsi que la conductivité balistique pour $k_p \lambda_{ei} \gg 1$.

Ceci a motivé l'implémentation du transport non local de chaleur suivant le modèle le plus général de Bychenkov *et al.* dans le code hydrodynamique PARAX [108] ; cette description du transport non local de la chaleur est à la base de la réponse du plasma au champ laser. Ces développements sont utiles pour modéliser nos expériences dans la mesure où l'expression des termes de force d'expulsion du plasma par le champ électromagnétique et consécutifs à l'absorption collisionnelle, doivent les prendre en compte [95, 109].

Nous avons vérifié en particulier par la simulation à l'aide du code PARAX, à la suite de [108], sur des cas d'école présentant un bruit initial de densité de forme

sinusoïdale [110], que l'instabilité de filament (décrite au paragraphe suivant) dans les conditions de nos expériences (plasma semi-collisionnel), nécessite la prise en compte du transport non-local.

III.A.4.c Conséquences de la filamentation dans les expériences

La filamentation est en conclusion un processus non linéaire *instable* qui a tendance à augmenter les fluctuations de densité électronique, et les maxima d'intensité des ondes transverses. Comme c'est le champ électromagnétique *total* qui intervient dans les développements précédents, la filamentation touche aussi bien l'onde diffusée vers l'avant que les ondes rétrodiffusées comme l'onde Brillouin.

La principale conséquence qualitative à laquelle on peut s'attendre est une division d'un faisceau incident en sous-faisceaux. Pour ce qui est de l'éclatement quantitatif du faisceau dans nos conditions de plasma inhomogène, de la sensibilité de la diffusion Brillouin stimulée à ce phénomène, la prévision est très difficile, c'est justement ce qui a motivé les expériences décrites dans ce manuscrit.

Nous proposons une approche de la filamentation dans le paragraphe III.B.3 page 86, dans le cadre d'une hydrodynamique linéarisée.

Pour effectuer des simulations à des éclaircissements supérieurs ou égaux à la centaine de fois le seuil d'autofocalisation à l'aide de codes fluides, il faut prendre des résolutions spatiales de calcul suffisamment fines pour que la taille caractéristique du faisceau ne devienne inférieure à la maille de simulation. Or de telles puissances crêtes de plusieurs centaines de puissances critiques sont très rapidement atteintes par autofocalisation dans le plasma, même si l'on n'a augmenté l'intensité dans le vide que d'un facteur nettement plus faible.

III.B. Approximation hydrodynamique

Comme nous l'avons vu, la description précise du transport de l'énergie dans un plasma chaud nécessite une description cinétique, consistant à étudier le comporte-

ment des particules en classes de vitesse. Cette approche est particulièrement fructueuse lorsqu'il s'agit d'étudier du transport électronique se faisant par des électrons à des vitesses de l'ordre de plusieurs vitesses thermiques. De même, cette approche devient indispensable pour décrire l'amortissement Landau des ondes plasma électroniques.

Cependant, il est encore délicat d'effectuer des simulations numériques dans nos conditions d'expériences en utilisant un code cinétique. La quantité de calculs nécessaires pour une boîte de simulation de taille millimétrique est en effet très importante. Afin de décrire néanmoins la propagation de l'onde laser dans le plasma en tenant compte de la réponse plasma de manière simple, on est amené à utiliser des équations hydrodynamiques dans lesquelles apparaissent des termes calculés dans le cadre de la théorie cinétique. L'écriture des équations hydrodynamiques peut se faire de manière phénoménologique, en rajoutant par exemple dans l'équation d'Euler un terme de force pondéromotrice, un terme d'amortissement collisionnel, d'amortissement Landau etc. Il est préférable de *démontrer* les équations hydrodynamiques à partir des équations cinétiques, nous décrivons le principe de la méthode dans le paragraphe suivant.

III.B.1 Dérivation des équations hydrodynamiques à partir des équations cinétiques

III.B.1.a Équation de Fokker et Planck

L'équation de Fokker et Planck pour une particule de l'espèce s ($s = i$ ou $s = e$) située aux positions \mathbf{r}_s et \mathbf{u}_s de l'espace position-vitesse à l'instant t s'écrit ¹

¹ On obtient la hiérarchie dite BBGKY à partir de l'équation de Liouville écrite pour l'ensemble des particules du plasma en présence du champ électromagnétique, intégrée sur toutes les particules sauf la première, puis intégrée sur toutes les particules sauf les deux premières, etc. (Cf. [111] tome 2 chap. 8 et 13). L'équation de Fokker et Planck est dédiée au cas d'interactions coulombiennes lointaines entre particules. Ce choix est justifié par la valeur importante du logarithme coulombien éq. (III.25).

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{u}_s \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{r}_s} + \frac{q_s}{m_s} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{u}} = C_{ei}[f_s] + C_{ee}[f_s] + C_{ii}[f_s] \quad (\text{III.55})$$

où $C_{e,i}$, $C_{e,e}$ et $C_{i,i}$ désignent respectivement les opérateurs de collisions électron-ion, électron-électron et ion-ion. La fonction de distribution f_s est un nombre de particules par unité de volume de l'espace des phases i.e. en $(\text{m.m/s})^{-3}$.

III.B.1.b Grandeurs mésoscopiques

Les grandeurs mésoscopiques utiles dans une approche fluide s'expriment à l'aide des moments successifs de la fonction de distribution :

- la densité : $n_s(\mathbf{r}, t) = \int f_s(\mathbf{r}, \mathbf{u}_s, t) d\mathbf{u}_s$,
- la densité de charge : $\rho = \sum_s q_s n_s(\mathbf{r}, t)$
- la vitesse moyenne : $\mathbf{v}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n_s} \int f_s(\mathbf{r}, \mathbf{u}_s, t) \mathbf{u}_s d\mathbf{u}_s$,
- la densité de courant $\vec{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_s n_s(\mathbf{r}, t) q_s \vec{v}_s(\mathbf{r}, t)$
- le tenseur des contraintes, homogène à un flux surfacique de quantité de mouvement, $\overline{\overline{T}}_s = m_s \int \mathbf{u}_s \otimes \mathbf{u}_s f_s(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) d\mathbf{u}$

On décompose le tenseur des contraintes comme la somme du flux surfacique convectif de quantité de mouvement appelé tenseur de pression dynamique $\overline{\overline{D}}_s$ et du flux surfacique lié à l'agitation thermique, appelé tenseur de pression cinétique $\overline{\overline{P}}_s$. Le tenseur de pression dynamique rend compte de la pression du fluide liée à l'entraînement convectif à la vitesse moyenne \mathbf{v}_s , soit

$$\overline{\overline{D}}_s(\mathbf{r}, t) = m_s \mathbf{v}_s \otimes \mathbf{v}_s$$

Le tenseur de pression cinétique :

$$\overline{\overline{P}}_s = m_s \int (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s) \otimes (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s) f_s(\mathbf{r}, \mathbf{u}_s, t) d\mathbf{u}_s$$

caractérise l'agitation des particules autour de leur vitesse moyenne.

Le théorème de Koenig pour l'énergie cinétique volumique s'écrit $e_c = \frac{1}{2} n_s m_s v_s^2 + \frac{1}{2} \text{Trace} \overline{\overline{P}}_s$, le dernier terme représentant l'énergie interne volumique.

L'équation d'état relie l'énergie interne volumique e_s pour le volume $d\mathbf{r}$ pour l'espèce s au tenseur de pression cinétique via

$$e_s = \frac{1}{2} \text{Trace} \overline{\overline{P}}_s$$

Dans le cas où la répartition des vitesses est isotrope dans le référentiel du centre de masse de la population de particules de l'espace des phases infinitésimal considéré, le tenseur de pression est proportionnel au tenseur unité $\overline{\overline{I}}$ et à supposer que le mouvement de la population s est à \mathcal{D} dimensions d'espace ¹,

$$e_s = \frac{\mathcal{D}}{2} P_s$$

La température T_s est définie à partir de l'énergie cinétique barycentrique :

$$n_s \frac{3}{2} k_B T_s = \frac{1}{2} m_s \int (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s)^2 f_s(\mathbf{r}, \mathbf{u}_s, t) d\mathbf{u}_s$$

On peut enfin définir²

¹Le choix physique $\mathcal{D} = 1$ pour les ondes électrostatiques longitudinales de Langmuir (telles que $\vec{\text{rot}} \vec{E} = \vec{0}$) permet de retrouver rapidement leur relation de dispersion à température non nulle $\omega^2 = \omega_{pe}^2 (1 + 3k^2 \lambda_D^2)$ à l'aide d'une interprétation fluide, alors que le traitement cinétique est nécessaire, pour faire apparaître simultanément la dispersion de ces ondes, et l'amortissement Landau (Cf. p.70 sqq de [6]). Dans une approche hydrodynamique simple on peut imaginer que le fluide électronique est un gaz parfait d'électrons n'ayant qu'un seul degré de liberté ($\mathcal{D} = 1$), puisque l'absence de collisions prévient tout couplage avec les degrés de liberté orthogonaux au vecteur d'onde de l'onde plasma. L'indice polytropique correspondant, en utilisant la relation de Mayer pour le gaz parfait

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{C_v + nR}{C_v} = \frac{\mathcal{D} \frac{k_B}{2} + k_B}{\mathcal{D} \frac{k_B}{2}} = \frac{\mathcal{D} + 2}{\mathcal{D}}$$

²Il est logique de définir le flux surfacique d'énergie cinétique de la même manière que l'on a défini le flux surfacique de quantité de mouvement :

$$\overline{\overline{\overline{J}}}_{Ec_s} = m_s \int \mathbf{u}_s \otimes \mathbf{u}_s \otimes \mathbf{u}_s f_s(\mathbf{r}, \mathbf{u}_s, t) d\mathbf{u}_s$$

ce qui en faisant apparaître la vitesse barycentrique $\mathbf{u}_s = \mathbf{v}_s + (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s)$ et en développant le double produit tensoriel fournit

$$\overline{\overline{\overline{J}}}_{Ec_s} = n_s m_s \mathbf{v}_s \otimes \mathbf{v}_s \otimes \mathbf{v}_s + (\vec{v}, \overline{\overline{P}}_s) + \overline{\overline{\overline{J}}}_{Ec_s \text{ barycentrique}}$$

- le flux surfacique de chaleur : $\mathbf{J}_{\mathbf{Q}_s} = \frac{1}{2}m_s \int (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s)^2 (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s) f_s \, d\mathbf{u}_s$,
- le terme de friction électrons-ions : $\mathbf{R}_{i-e} = m_e \int u C_{e-i}(\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s) \, d\mathbf{u}_s$,
- et le terme d'échange d'énergie : $Q_{i-e} = \frac{1}{2}m_s \int C_{e-i}(\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s)^2 \, d\mathbf{u}_s$.

III.B.1.c Moments successifs de l'équation de Fokker et Planck

En multipliant l'équation de Fokker-Planck par 1, v_s et v_s^2 , on obtient respectivement les équations de *conservation* de la charge, de la quantité de mouvement et de l'énergie (système simplifié, pour le détail, se reporter au chap. 9 de [111] et aux références [112, 113] :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \mathbf{v}_s) = 0 \quad (\text{III.56})$$

$$m_s n_s \left(\partial_t + \mathbf{v}_s \cdot \overrightarrow{\text{grad}} \right) \mathbf{v}_s = -\text{div} \overline{\overline{\overline{P}}}_s + q_s n_s (\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}) + \mathbf{R}_{i-e} \quad (\text{III.57})$$

$$\frac{3}{2} n_s k_B (\partial_t + \mathbf{v}_s \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) T_s = -\overline{\overline{\overline{P}}}_s \otimes \overrightarrow{\text{grad}} \mathbf{v}_s - \text{div} \mathbf{J}_{\mathbf{Q}_s} + Q_{i-e}, \quad (\text{III.58})$$

On reconnaît dans ces équations respectivement :

1. l'équation de continuité, de conservation du nombre de particules dans un système fermé
2. l'équation de conservation de la quantité de mouvement ¹
3. l'équation de conservation de l'énergie cinétique.

On considère ensuite commodément la trace de $\overline{\overline{\overline{J}}}_{Ec_s \text{ barycentrique}}$ sur deux indice, c'est le vecteur appelé $\mathbf{J}_{\mathbf{Q}_s}$. On pourra consulter le tome 2 chap.9 de [111].

¹L'équation de Navier-Stokes correspond à la conservation de la quantité de mouvement dans laquelle on a tenu compte de la troisième équation de conservation de l'énergie, pour un plasma isotrope, et $k\lambda_{ei} \ll 1$. Le flux surfacique de chaleur s'écrit alors avec la conductivité thermique collisionnelle de Spitzer et Härm, et on a la loi de Fourier $\mathbf{J}_{\mathbf{Q}_s} = -\kappa \overrightarrow{\text{grad}} T_s$. Le tenseur de pression cinétique $\overline{\overline{\overline{P}}}_s = n_s k_B T_s \overline{\overline{\overline{I}}} - 2\eta (\overline{\overline{\overline{\Lambda}}}_s - \frac{1}{3} \text{div} \mathbf{v}_s \overline{\overline{\overline{I}}})$ où $\overline{\overline{\overline{\Lambda}}}_s = \frac{1}{2} (\overrightarrow{\text{grad}} \mathbf{v}_s + (\overrightarrow{\text{grad}} \mathbf{v}_s)^t)$

III.B.1.d Fermeture

Fermeture polytropique On doit fermer ce système d'équations ¹, formant ainsi un système indéterminé. Il faut réaliser une hypothèse simplificatrice sur l'un des moments hydrodynamiques. On effectue souvent [114], pour l'étude de la propagation des ondes dans les plasmas chauds, comme les ondes *plasma électroniques* ou les ondes *acoustiques ioniques*, l'hypothèse adiabatique qui annule flux et sources de chaleur, ce qui amène via l'éq. (III.58) à ²

$$P_s/n_s^{\gamma_s} = \text{Cte}$$

Avec pour l'hypothèse d'un gaz parfait en mouvement \mathcal{D} -dimensionnel un indice polytropique égal à

$$\gamma_s = \frac{\mathcal{D} + 2}{\mathcal{D}}$$

$$\text{soit} \quad \gamma_s = 5/3 \quad (3D) \quad \text{ou} \quad 3 \quad (1D)$$

Fermeture par le flux surfacique de chaleur Dans les simulations que nous avons effectuées, la fermeture des équations est réalisée par la donnée du flux surfacique de chaleur (moment d'ordre deux) en fonction de la température, selon la description de Bychenkov *et al.*.

III.B.1.e Choix des classes de vitesses particulières critiques

Il est aisé de comprendre que la description cinétique d'une assemblée de particules demande beaucoup de calculs dans la mesure où l'on traite chaque classe de vitesse. Il existe un moyen de réduire les calculs, en faisant intervenir les vitesses caractéristiques des phénomènes qui se produisent au sein du plasma.

¹chaque équation de conservation du moment d'ordre n de la vitesse fait intervenir un moment d'ordre $n + 1$

²Pour le cas particulier de grands libres parcours moyens électron-ion devant la taille du plasma, on peut choisir une fermeture isotherme $T_s = \text{cste}$, de sorte que la pression $P_s = n_s k_B T_s$ suit exactement les variations de densité de l'espèce s .

Ainsi, pour décrire l'amortissement Landau, il est inutile de considérer des vitesses de particules très inférieures à la vitesse de phase de l'onde longitudinale étudiée : la résonance des particules dont la vitesse est proche de la vitesse de phase de l'onde dans sa direction de propagation joue un rôle. On pourrait envisager un traitement partiellement fluide, et partiellement cinétique dans ce contexte, suivant la proximité en vitesse de la classe de particules avec les vitesses d'ondes.

Lorsque la vitesse de phase d'ondes dans le plasma est très grande devant la vitesse thermique des particules, on peut avoir l'idée de négliger la dispersion des vitesses des particules devant leur vitesse moyenne, c'est *l'approximation de fluide froid*. Dans ce cas $\left| \frac{\partial f_s}{\partial t} \right| \gg \left| \mathbf{u}_s \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \mathbf{r}_s} \right|$. On aboutit alors, bien que l'on n'ait plus de collisionnalité, à des équations hydrodynamiques comme les précédentes (Cf. article de Guy Laval dans [6]).

Si au contraire la vitesse de phase est très faible devant la vitesse thermique des particules, les particules, très réactives devant la lenteur de l'onde, suivent exactement les variations lentes du potentiel électrostatique Φ (hypothèse dite adiabatique), et la fonction de distribution suit une statistique de Boltzmann dans le potentiel $n_s = n_{0s} \exp -\frac{q_s \Phi}{k_B T_s}$, soit ne prenant le gradient

$$q_s n_s \vec{E} = k_B T_s \overrightarrow{\text{grad}} n_s$$

Des descriptions cinétiques partielles, évitant l'aspect manichéen décrit ci-dessus, et qui seraient intégrables à des codes hydrodynamiques, sont à l'étude [115].

III.B.2 Description ondulatoire du plasma pour la simulation

III.B.2.a Principes du code Parax : équation d'onde et réponse hydrodynamique

Un des objectifs de ce travail de thèse étant de déterminer des conditions à réunir pour pouvoir comparer expériences et simulations, nous avons préféré privilégier des durées de calcul raisonnables pour notre étude en utilisant un code de simulation

n'incluant pas de module traitant l'hydrodynamique non-linéaire du plasma. Nous avons choisi d'utiliser le code fluide PARAX pour la possibilité que nous avons eu d'y faire des modifications pour y inclure des diagnostics, et sa capacité à simuler simplement de grands volumes de plasma en choisissant précisément le faisceau laser incident. L'existence d'un module de transport non-local de chaleur a également été déterminant dans la mesure où les plasmas utilisés dans les expériences que nous avons réalisées sont semi-collisionnels (Cf. § III.A.4 page 67).

Le code PARAX développé au CEA-DAM est un code paraxial hydrodynamique tridimensionnel d'interaction laser-matière [85, 86]. Son but premier est la simulation de la propagation de faisceaux laser intenses dans un plasma sous dense typique du contexte de la fusion par confinement inertiel. On y décrit la propagation paraxiale de l'onde laser, dans un plasma de réponse hydrodynamique linéarisée (i.e. $dn_e/n_e \ll 1$), avec possibilité de transfert thermique (transport non-local compris [108]) importante pour les plasmas semi-collisionnels étudiés dans cette thèse, l'amortissement ν de l'équation d'onde étant un amortissement Landau.

L'équation pour le champ électrique utilisée est du type SCHRÖDINGER non linéaire, couplée à une équation d'évolution de la densité électronique du type équation d'onde acoustique.

III.B.2.b Modèle ondulatoire

Nous allons dans cette partie décrire le modèle ondulatoire de réponse du plasma, tel qu'il est utilisé dans le code de simulation PARAX [116], en considérant le plasma comme un mélange de deux gaz parfaits électronique et ionique ($s = i$ et $s = e$) de sorte que $P_s = n_s k_B T_s$. On s'affranchit du traitement des équations pour l'énergie cinétique en faisant des hypothèses polytropiques :

- Pour les ondes plasma électrostatiques (longitudinales), comme on l'a déjà discuté, le fluide électronique subit des évolutions adiabatiques unidimensionnelles ($\mathcal{D} = 1$) et donc $\gamma_e = 3$, de sorte que la pression électronique est proportionnelle au cube de la densité : $P_e = \text{cte} \cdot n^3$. L'équation du gaz parfait

$P_e = n_e k_B T_e$ fournit dans ces conditions $k_B T_e = \text{cte} \cdot n_e^2$ soit

$$\frac{dT_e}{T_{e0}} = 2 \frac{dn_e}{n_{e0}}$$

Les ions répondent trop lentement au champ électrique du fait de leur inertie et on néglige leur contribution aux perturbations de densité de charge : le gaz ionique est homogène et stationnaire, de température nulle.

- Pour des ondes dont la vitesse de phase est très inférieure à la vitesse thermique électronique, mais supérieure à la vitesse thermique ionique, la réponse ionique ne peut plus être négligée. On parle d'ondes acoustiques ioniques.

La méthode consiste à linéariser les équations (III.56)(III.57)(III.58) cependant, le traitement non local des effets du laser sur le plasma implique une écriture dans l'espace de Fourier spatial.

L'équation d'évolution aux petits mouvements pour la densité s'apparente à une équation d'onde, d'où le nom de cette description. L'approche permet une modélisation simple de la réponse du plasma, cependant la linéarisation de l'hydrodynamique implique une *hypothèse de faibles perturbations* des grandeurs considérées (densité, température) par rapport à l'état d'équilibre

$$\delta n_e \ll n_{e0} \quad \delta n_i \ll n_{i0} \quad \delta T_e \ll T_{e0}$$

En choisissant d'étudier des ondes de vitesse faibles devant la vitesse thermique électronique, mais supérieures à la vitesse thermique ionique, on étudie la réponse « basse fréquence » (BF) du plasma. Cette description revient à considérer le plasma comme un seul fluide, dont l'inertie est gouvernée par les ions et le mouvement imposé par les électrons (d'une part, les électrons chauds et légers sont expulsés des zones de champ intense par la force pondéromotrice, et d'autre part, les ions froids et lourds ne subissent pas directement les effets de la force pondéromotrice mais suivent les électrons dans leur mouvement sous l'effet du champ électrostatique de rappel et sont ainsi expulsés eux aussi des zones d'éclairement intense).

Choisissons de ne conserver que les basses fréquences de réponse plasma devant la pulsation de l'onde incidente ω . On décompose la vitesse électronique de la même

manière qu'au III.A.3.b , en la posant égale à la somme d'une composante basse fréquence et d'une composante haute fréquence, cette dernière n'intervenant pas au niveau mésoscopique dans les termes de force et de mouvement : $\mathbf{v}_e + \widetilde{\mathbf{v}}_e$. La conservation de la quantité de mouvement électronique (III.57), linéarisée autour de la densité n_{e0} supposée homogène, fournit alors, avec l'hypothèse d'isotropie et sans tenir compte des collisions :

$$m_e \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = - \frac{\overrightarrow{\text{grad}} P_e}{n_e} - e \mathbf{E}_{\text{BF}} - e \langle \widetilde{\mathbf{v}}_e \wedge \mathbf{B} \rangle_{\text{BF}} - m_e \left\langle (\widetilde{\mathbf{v}}_e \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \widetilde{\mathbf{v}}_e \right\rangle_{\text{BF}} \quad (\text{III.59})$$

Les deux derniers termes du membre de droite sont l'expression de la force pondéromotrice calculé au paragraphe III.A.3.b , on peut donc les remplacer par la force

$$\vec{F}_{\text{pond 1P}} = - \frac{1}{n_c} \overrightarrow{\text{grad}} \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{4} = - \overrightarrow{\text{grad}} \frac{I}{2cn_c}$$

En négligeant l'inertie des électrons (ce qui annule le membre de gauche de (III.59)), et en utilisant $P_e = n_e k_B T_e$ on obtient finalement

$$e \mathbf{E}_{\text{BF}} = - \overrightarrow{\text{grad}} \frac{I}{2cn_c} - k_B \overrightarrow{\text{grad}} \delta T_e - k_B T_{e0} \overrightarrow{\text{grad}} \frac{\delta n_e}{n_{e0}} \quad (\text{III.60})$$

Traisons à présent le fluide ionique : les ions étant plus lourds que les électrons, nous ne pouvons pas négliger leur inertie, mais les oscillations étant basse fréquence, il faut tenir compte de leur mouvement. Nous utilisons l'*hypothèse de fermeture polytropique* pour un mouvement *unidimensionnel* ($\mathcal{D} = 1$) soit $\gamma_i = 3$. Nous avons alors $\delta P_i = 3P_{i0} \delta n_i / n_{i0}$.

Le gradient de pression ionique s'écrit ainsi

$$\overrightarrow{\text{grad}} P_i = 3P_{i0} \frac{\overrightarrow{\text{grad}} \delta n_i}{n_{i0}} = 3k_B T_{i0} \overrightarrow{\text{grad}} \delta n_i \quad (\text{III.61})$$

La force pondéromotrice ionique peut être négligée du fait de l'inertie importante des ions. L'équation de conservation de la quantité de mouvement des ions s'écrit finalement

$$m_i \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = Ze \mathbf{E}_{\text{BF}} - 3k_B T_{i0} \frac{\overrightarrow{\text{grad}} \delta n_i}{n_{i0}} \quad (\text{III.62})$$

La *quasi-neutralité* apporte en outre le lien très important (ce qui implique qu'au final on ne traite qu'un seul fluide, d'inertie ionique et de réactivité électronique¹) entre les densités électronique et ionique $n_{e0} = Zn_{i0}$ et $\delta n_e = Z\delta n_i$, soit

$$\frac{\delta n_e}{n_{e0}} = \frac{\delta n_i}{n_{i0}} = \frac{\delta n}{n}$$

Dès lors l'équation (III.62) devient en injectant (III.60)

$$m_i \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = -(Zk_B T_{e0} + 3k_B T_{i0}) \overrightarrow{\text{grad}} \frac{\delta n}{n} - Zk_B T_{e0} \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{I}{2cn_c k_B T_{e0}} + \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \right) \quad (\text{III.63})$$

Il suffit maintenant d'utiliser la divergence de l'équation de continuité ionique, linéarisée autour de n_{i0} pour en déduire la réponse du plasma dans le modèle adopté :

$$\boxed{(\partial_t^2 + 2\nu\partial_t - c_s^2\Delta) \frac{\delta n}{n} = c_{sf}^2\Delta \left(\frac{I}{2cn_c k_B T_{e0}} + \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \right)} \quad (\text{III.64})$$

où l'on a posé

$$c_s = \sqrt{(Zk_B T_e + 3k_B T_i)/m_i} \quad (\text{III.65})$$

appelée *vitesse acoustique ionique*, et $c_{sf} = \sqrt{Zk_B T_e/m_i}$ la vitesse acoustique ionique dans la limite d'ions froids.

On a ajouté un terme d'amortissement de coefficient ν qui modélise l'amortissement Landau.

Remarquons que la force d'expulsion

$$-Zk_B T_{e0} \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{I}{2cn_c k_B T_{e0}} + \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \right)$$

est la somme des contributions pondéromotrice et de pression [92]. Cette force n'est donc en fait pas valable dans la mesure où les deux termes de force ne peuvent pas coexister sous cette forme, qui suppose abusivement un traitement non collisionnel de la force pondéromotrice d'un côté, et collisionnel de l'expansion thermique de

¹L'écart à la quasi-neutralité produit une dispersion des ondes acoustiques, on n'en tient pas compte ici dans la mesure où l'on suppose $k_{\text{laser}}\lambda_D \ll 1$.

l'autre. Le paragraphe suivant donne la bonne équation dans le cadre de la théorie non locale.

Pour analyser physiquement la force de pression $-Z \overrightarrow{\text{grad}} k_B \delta T_e$, on peut la relier à l'absorption de l'onde incidente par bremsstrahlung inverse, dans le cadre d'une théorie locale type Spitzer Härm. En effet l'expression (III.19) page 53 fournit le terme de source de l'équation de conservation de l'énergie électronique. En écrivant cette dernière sous une forme simplifiée $\mu c \frac{\partial T_e}{\partial t} + \text{div} \mathbf{J}_Q = s_{\text{BI}}$ où $s_{\text{BI}} = \frac{n_{e0}}{n_c} \frac{\nu_{\text{ei}}/c}{\sqrt{1 - \frac{n_{e0}}{n_c}}} I$ est le terme de source d'énergie par unité de volume et de temps consécutif au bremsstrahlung inverse, on obtient en basse fréquence ($T_e \approx T_{e0}$) $\text{div} \mathbf{J}_Q = s_{\text{BI}}$ soit en utilisant (III.50)

$$\text{div}(\kappa_{\text{SH}} \overrightarrow{\text{grad}} T_e) = -\frac{n_{e0}}{n_c} \frac{\nu_{\text{ei}}(n_{e0})/c}{\sqrt{1 - \frac{n_{e0}}{n_c}}} I$$

On voit donc qu'en écrivant l'équation d'onde (III.64) dans l'espace de Fourier spatial, on aboutit à un terme de force total, tenant compte des effets pondéromoteurs *et* thermiques, proportionnel à la transformée de Fourier spatiale de l'intensité. Les effets thermiques, comme nous l'avions annoncé, augmentent l'expulsion du plasma des zones de champ fort.

III.B.2.c Équation d'onde basse fréquence avec prise en compte du transport non local dans l'espace de Fourier

En prenant la transformée de Fourier spatiale des équations hydrodynamiques linéarisées (Cf. méthode exposée au paragraphe précédent), on montre en tenant compte de la théorie non locale [109] que l'équation d'onde reliant transformée de Fourier spatiale de la perturbation de densité $\widehat{\delta n}$ et la transformée de Fourier spatiale \hat{I} de l'intensité laser :

$$\boxed{(\partial_t^2 + 2\gamma_s \partial_t + k^2 c_s^2) \frac{\widehat{\delta n}}{n} = -c_{\text{st}}^2 A_k k^2 \frac{\hat{I}}{c n_c k_B T_{e0}}} \quad (\text{III.66})$$

où le terme A_k vaut :

$$A_k \approx \frac{1}{2} + Z \left(\frac{0.074}{x^2} + \frac{0.88}{x^{4/7}} + \frac{2.54}{1 + 5.5x^2} \right) \quad (\text{III.67})$$

où $x = \sqrt{Z}k\lambda_{ei}$.

Le coefficient de couplage A_k (III.67) comprend le terme $1/2$ correspondant à la force pondéromotrice, le terme en $x^{-4/7}$ dans correspond à la correction de la force pondéromotrice pour tenir compte des effets collisionnels, le terme en x^{-2} correspond au chauffage par Bremsstrahlung inverse.

III.B.2.d Équation paraxiale pour le champ électrique

Rappelons les équations de Maxwell dans le vide :

$$\text{div}\mathbf{B} = 0 \quad (\text{III.68})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{III.69})$$

$$\text{div}\mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (\text{III.70})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{III.71})$$

L'équation au d'alembertien pour le champ électrique (que nous avons déjà utilisée pour trouver la relation de dispersion des ondes transverses) s'écrit ainsi

$$\overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\mathbf{E}) - \vec{\Delta}\mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial\mathbf{J}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (\text{III.72})$$

En faisant l'hypothèse d'un plasma isotrope et d'une réponse linéaire des électrons $\mathbf{J} = -n_e e \mathbf{v}_e$; et avec l'hypothèse linéaire $\frac{\partial\mathbf{v}_e}{\partial t} = (-e/m_e)\mathbf{E}$, nous obtenons

$$(\omega_{pe}^2 + \partial_t^2)\mathbf{E} = c^2 \left(\vec{\Delta}\mathbf{E} - \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\mathbf{E}) \right) \quad (\text{III.73})$$

Si nous négligeons ensuite $\overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\mathbf{E})$ devant $\vec{\Delta}\mathbf{E}$, alors nous obtenons finalement une équation générale de propagation du champ électrique dans un plasma quasi-neutre, en ajoutant l'absorption de l'onde laser par bremsstrahlung inverse au moyen du coefficient κ_{BI} d'expression (III.19) :

$$\boxed{(\omega_{pe}^2 + \partial_t^2 + 2c\kappa_{\text{BI}}\partial_t - c^2\vec{\Delta})\mathbf{E} = 0} \quad (\text{III.74})$$

Dans l'objectif d'utiliser l'approximation paraxiale, on sépare la coordonnée d'espace \mathbf{r} selon les directions longitudinale z (le long de l'axe de propagation de l'onde électromagnétique) et transverse : $\mathbf{r} = \mathbf{z} + \mathbf{r}_\perp$. On s'intéresse enfin au cas d'une onde plane progressive monochromatique dirigée suivant l'axe des z , soit $\mathbf{E}(\mathbf{z}, \mathbf{r}_\perp, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{z}, \mathbf{r}_\perp, t) \exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)]$. On obtient alors

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t^2} = e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} (\partial_t^2 - 2i\omega_0 \partial_t - \omega_0^2) \mathbf{E}_0 \quad (\text{III.75})$$

$$\Delta \mathbf{E} = e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} (\vec{\Delta}_\perp + \partial_z^2 + 2ik_0 \partial_z - k_0^2) \mathbf{E}_0 \quad (\text{III.76})$$

L'hypothèse d'enveloppe lentement variable consiste à supposer que les variations temporelles de l'enveloppe du champ électrique sont lentes devant la période d'oscillation du champ ; dans le cas d'un rayonnement à une longueur d'onde proche du domaine visible, la fréquence d'oscillation est de l'ordre de 10^{14} Hz , donc l'approximation revient à négliger les variations d'enveloppe se déroulant sur l'échelle de la femtoseconde.

Faire cette approximation équivaut à négliger le terme $\partial^2 \mathbf{E}_0 / \partial t^2$ devant ω_0^2 et $\omega_0 \partial \mathbf{E}_0 / \partial t$ dans l'équation (III.75).

Ensuite, l'approximation paraxiale consiste à supposer que les variations de l'enveloppe dans la direction longitudinale sont faibles par rapport aux variations dans les directions transverses. Ceci est encore équivalent à dire que le vecteur d'onde du faisceau laser reste à peu près colinéaire à la direction longitudinale.

Cette approximation équivaut à négliger le terme $\partial^2 \mathbf{E}_0 / \partial z^2$ par rapport à $\vec{\Delta}_\perp \mathbf{E}_0$ dans l'équation (III.76).

En tenant compte de ces hypothèses, et en utilisant l'équation de dispersion de l'onde laser dans le plasma $\omega_0^2 = \omega_{p0}^2 + k_0^2 c^2$ (où ω_{p0}^2 désigne la fréquence plasma non perturbée dans le cadre d'un développement au premier ordre $\omega_{pe}^2 = \omega_{p0}^2 + \omega_{p1}^2$), nous aboutissons enfin à l'équation paraxiale pour l'enveloppe du champ électrique :

$$\left(2ik_0 \partial_z + \nabla_\perp^2 + 2c\kappa_{\text{BI}} \partial_t + 2i\frac{\omega_0}{c^2} \partial_t + \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{n_{e0} - n_e}{n_c} \right) E_0 = 0 \quad (\text{III.77})$$

où n_{e0} désigne la densité électronique non perturbée associée à la pulsation plasma ω_{p0}^2 .

Notons enfin qu'il existe pour le code PARAX avec lequel nous avons fait nos simulations un module d'hydrodynamique non linéaire développé par Stefan Weber. D'autre part, le code pF3D que nous avons pu utiliser est d'abord un code d'hydrodynamique non linéaire, sur lequel a été ajouté un module de propagation de l'onde laser. Il en est de même pour le code Hera du CEA-DAM.

III.B.3 Couplage de l'onde laser aux ondes du plasma

En combinant l'équation du champ (III.74) et (III.66), écrites dans l'espace de Fourier spatial et Laplace temporel, on aboutit à la relation de dispersion (Cf. p.275 sqq de [6], [47, 108])

$$\omega^2 + 2i\nu\omega - k^2 c_s^2 = 2\omega_0 S(k) \left[\frac{1}{D(\omega_-, \mathbf{k}_-)} + \frac{1}{D(\omega_+, \mathbf{k}_+)} \right] \quad (\text{III.78})$$

où $D(\omega, \mathbf{k}) = (\omega^2 - \omega_{p0}^2 - k^2 c^2)$, $(\omega_{\pm}, \mathbf{k}_{\pm}) = (\omega \pm \omega_0, \mathbf{k} \pm \mathbf{k}_0)$ et où le terme source $S(k)$ est fonction de l'intensité selon

$$S(k) = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0} A_k k^2 c_s^2 \frac{I}{2cn_c k_B T_{e0}}$$

On a noté ω_0 la pulsation de l'onde laser de pompe, et ω la pulsation basse fréquence commune aux modulations du champ laser et aux perturbations de densité du plasma. La situation des vecteurs d'onde est représentée figure III.4.

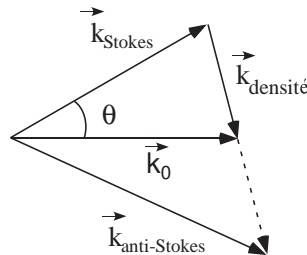


FIG. III.4: Géométrie du couplage à trois ondes (diffusion Brillouin stimulée), ou quatre ondes(filamentation).

Comme $\omega \ll \omega_0$ et que $D(\omega_0, k_0) = 0$, on peut réécrire

$$D(\omega_{\pm}, \mathbf{k}_{\pm}) = -k^2 c^2 \pm 2(\omega\omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_0 c^2) \quad (\text{III.79})$$

La filamentation correspond au cas de la diffusion avant soit $\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_0 = 0$. L'équation de dispersion fournit alors les taux de croissance temporel γ et spatial Γ , dont on donne les graphes respectifs sur la figure III.5.

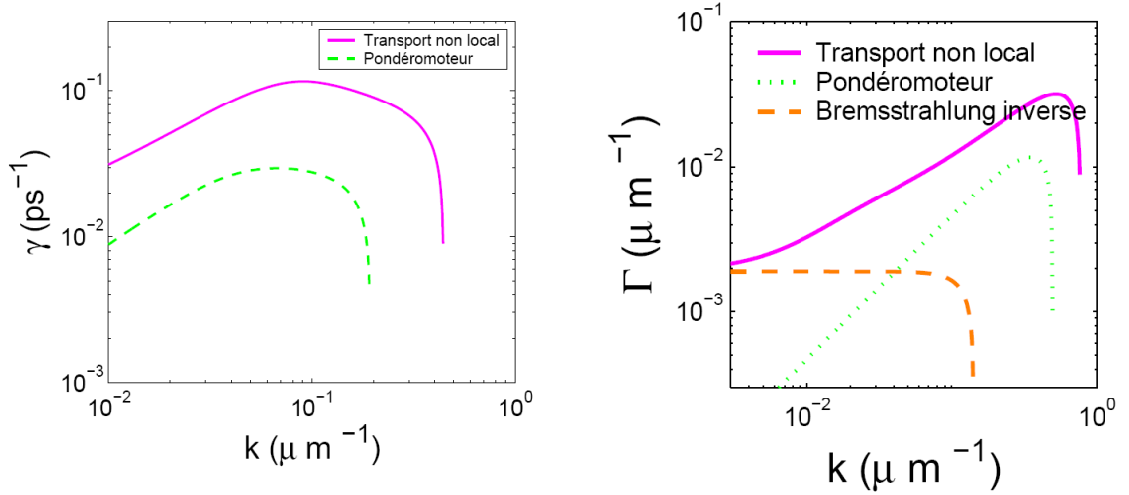


FIG. III.5: Taux de croissance temporel (gauche) et spatial (droite) de l'instabilité de filamentation (courbe avec transport non local en trait plein). Ces figures sont extraites de [108].

La croissance spatiale de l'instabilité est ici envisagée dans le cas stationnaire

$$\Gamma = \frac{k}{2k_0} \sqrt{\frac{4\omega_0 S(k)}{k^2 c^2 c_s^2} - k^2} \quad (\text{III.80})$$

et on constate que l'instabilité ne peut se développer que pour des perturbations transverses de densité de longueur d'onde supérieure à $\lambda_c = 1,25 \mu\text{m}$. Pour une taille de point chaud de $7,5$ à $21 \mu\text{m}$ comme celles que nous avons utilisée dans nos expériences, correspondant à une demi-longueur d'onde de perturbation de densité, on a respectivement $k = 0,9 \mu\text{m}^{-1}$ à $k = 0,3 \mu\text{m}^{-1}$, valeurs qui correspondent à un taux de croissance spatial important de la filamentation, supérieur à $2 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$.

La diffusion Brillouin stimulée peut se traiter en éliminant la composante anti-Stokes non résonnante [108, 42]. Comme la vitesse d'expansion du plasma déduite des spectres de rétrodiffusion Brillouin (Cf paragraphe II.B.4 page 30) coïncide avec les mesures de diffusion Thomson thermique et les simulations d'hydrodynamique

radiative, on peut en déduire que $\delta\omega = \omega - kc_s$ est petit dans nos expériences. Ceci est le domaine dit du couplage faible. Pour la diffusion Brillouin vers l'avant, il a été montré dans [108] que l'on doit considérer des conditions de couplage fort.

III.C. Modélisation des paramètres expérimentaux

Nous décrivons dans ce paragraphe la modélisation des paramètres de l'expérience dans le but de réaliser des simulations à l'aide du code PARAX.

III.C.1 Hydrodynamique complexe du plasma expérimental

L'hydrodynamique des plasmas créées lors de nos expériences peut être modélisée en étudiant séparément grandes et petites longueurs d'onde spatiales de la densité, c'est l'approche que nous avons adoptée dans les simulations que nous avons réalisées avec le code Parax, dans la version de celui-ci que nous avons utilisée et modifiée (car cette version ne présentait pas de module d'hydrodynamique non linéaire). J'ai réalisé ce travail en collaboration avec Gilles Riazuelo (CEA DAM Île-de-France).

Les autres codes mentionnés dans la partie IV.D. disposent d'un module d'hydrodynamique non linéaire dédié.

III.C.1.a Hydrodynamique globale

Les grandes longueurs d'onde correspondent à des variations spatiales lentes de la densité ionique.

La durée de détente importante lors des expériences que nous avons réalisées a nécessité de modéliser l'évolution de la densité et de la géométrie du fluide ionique. En effet, suite à l'impact des faisceaux de création et de chauffage sur la feuille mince, la détente du plasma et sa géométrie, ne peuvent être négligées au cours de l'action du faisceau d'interaction. Afin de tenir compte de cette réalité expérimentale, nous

avons choisi une méthode simple consistant à imposer au cours du calcul les composantes de basses fréquences spatiale de la densité ionique, préalablement calculée à l'aide d'un code hydrodynamique non-linéaire complet.

Ce profil hydrodynamique a été corrélé avec le résultat des mesures expérimentales des profils de densité et de vitesse du plasma (voir chapitre expériences II.B.3 et II.B.4). Il présente des évolutions spatiale et temporelle couplées.

Nous avons modélisé à chaque instant le profil de densité par une parabole concave, de largeur caractéristique dépendante du temps. Le paramètre essentiel d'une telle distribution est d'abord la densité maximale, que nous avons choisie égale à

$$n_e = 0,12n_c \exp\left(-\frac{t - 468 \text{ ps}}{340 \text{ ps}}\right) \quad (\text{III.81})$$

n_c étant la *densité électronique critique* à la longueur d'onde dans le vide du faisceau d'interaction $\lambda = 1,053 \text{ } \mu\text{m}$ (Cf.(III.14)).

Nous avons ainsi imposé périodiquement, tous les n pas temporels de calcul, un profil de densité ionique, égal au profil hydrodynamique non-linéaire exact précalculé, augmenté de la réponse ionique linéaire dn_i (algébrique) calculée aux instants précédents avec PARAX.

Cette méthode, si elle a été suffisante pour l'étude que nous avons menée, ne l'est plus lorsque l'on désire effectuer la simulation de la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Il est alors nécessaire de réaliser un calcul autoconsistant de l'évolution hydrodynamique du plasma. Nous renvoyons pour l'étude détaillée de la diffusion Brillouin stimulée au paragraphe VI.B. page 192. Par ailleurs, spécialement pour l'étude de la diffusion Brillouin stimulée, il est nécessaire de tenir compte du gradient de vitesse longitudinal important dans notre profil plasma.

III.C.1.b Hydrodynamique aux petites longueurs d'onde

Les actions mécaniques exercées sur le plasma ont été décrites par la perturbation du fluide électronique. Cependant, l'inertie globale est gouvernée par les ions. L'évolution du fluide ionique a été calculée par une force de rappel électrons-ions,

qui induit des fluctuations dn_i de la densité ionique. Cette méthode ne permet pas de décrire d'éventuelles grandes amplitudes de mouvement du fluide ionique (hydrodynamique linéarisée). Elle permet de calculer une fluctuation ionique dn_i de faible longueur d'onde spatiale.

Comme nous l'avons déjà présenté, soulignons ici que le transfert de quantité de mouvement dans l'équation mécanique de Parax a pour origine :

- la force pondéromotrice
- les effets thermiques (pris en compte en modifiant l'expression de la force pondéromotrice dans l'espace de Fourier)

Nous n'avons pas tenu compte d'un quelconque transfert de moment issu par exemple des ondes ioniques associées aux ondes Brillouin, qui devrait faire partie intégrante d'un calcul autoconsistant modélisant les instabilités paramétriques.

Par contre, nous avons correctement décrit l'autofocalisation et la filamentation dans la mesure où les vitesses de plasma associées sont transverses (forme allongée des points chauds), et où la diffraction et l'autofocalisation de l'onde laser font prioritairement intervenir le profil transverse de densité. Ceci correspond à notre objectif de comparer expérience et simulation sur des images de lumière transmise.

III.C.2 Modélisation de la forme temporelle de l'impulsion laser

La durée caractéristique de l'impulsion laser d'interaction a été prise égale à 830 ps, ce qui a été la durée de référence pour nos simulations. La forme de l'impulsion laser, de forme identique pour l'ensemble des tirs discutés ici, est donnée figure III.6 page suivante. Ce profil correspond à une moyenne sur plusieurs tirs, les variations de tir à tir restant marginales.

III.C.3 Prise en compte de la forme spatiale du faisceau

Nous avons choisi de décrire le faisceau d'interaction par la donnée de son champ proche. En effet, c'est expérimentalement la zone du champ que l'on maîtrise,

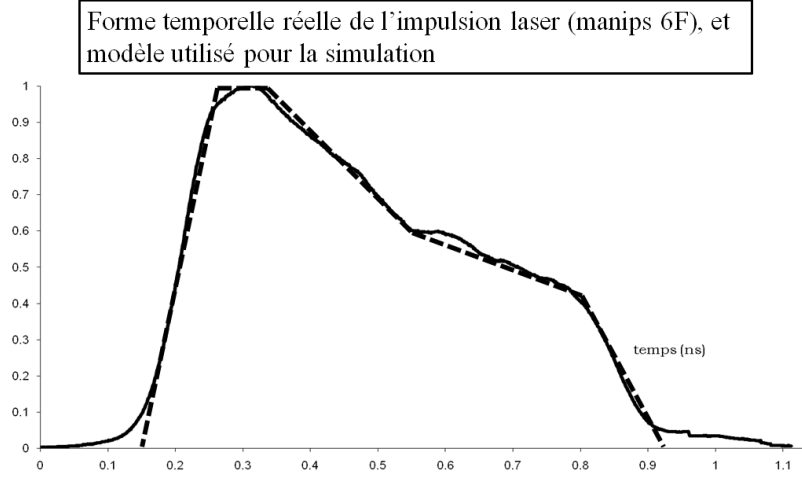


FIG. III.6: Modèle utilisé (traits pointillés) de la forme temporelle de l'impulsion laser (6F), correspondant à une moyenne sur plusieurs tirs.

à laquelle on a directement accès en permanence, au contraire du champ lointain. Bien entendu, dans la mesure où on fait l'hypothèse habituelle en simulation que toutes les lentilles de focalisation sont parfaites (Cf. chapitre II), la donnée du champ lointain est équivalente à celle du champ proche via opération de transformation de Fourier.

Le faisceau laser que nous avons utilisé dans les expériences présente en champ lointain (avant focalisation) un profil spatial qui est bien modélisé par un profil hypergaussien en intensité

$$\frac{I(r)}{I(0)} = e^{-2\left(\frac{r}{r_0}\right)^n}$$

où $n = 18$, et où $r_0 = 85$ mm.

L'établissement de ce profil (sa numérisation et son interpolation) ont été réalisés à partir de l'enregistrement expérimental II.17 page 39.

Nous avons mesuré de même juste avant la lentille de focalisation la *phase* du champ électrique, à l'aide du dispositif de mesure de front d'onde reposant sur un interféromètre à décalage multilatéral, décrit au paragraphe V.D. page 139. Lorsque le dispositif de contrôle du front de phase que nous avons mis en place et décrit

au paragraphe V.C. page 137 est actif, le champ électrique présente des surfaces équiphasés qui sont *planes* .

La propagation du faisceau du champ proche jusqu'au plasma s'effectuant dans le vide, l'équation de propagation (Schrödinger non linéaire) s'écrit sous une forme simple et est équivalente à calculer le champ par l'intégrale de diffraction de Fresnel. Ainsi, une transformation de Fourier entre les plans focaux, pratique pour la simulation, est suffisante pour passer du champ proche au champ lointain dans le plan focal image.

Expérimentalement, nous avons placé le plasma de sorte que son point de vitesse nulle (le sommet du profil de densité) se situe au waist du faisceau d'interaction (Cf. figure III.7).

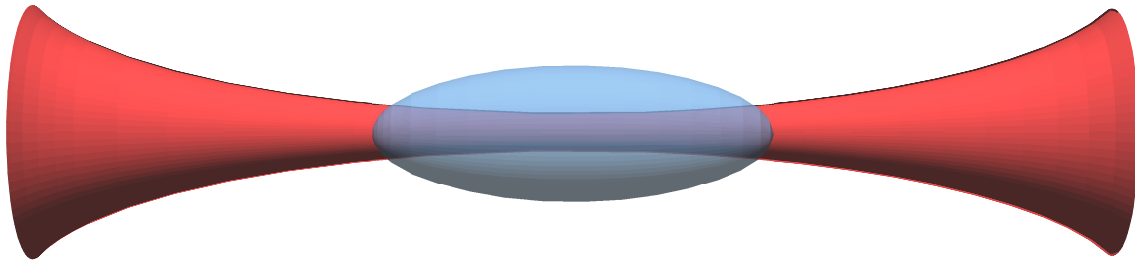


FIG. III.7: Position relative du faisceau d'interaction et du plasma (échelle horizontale très resserrée pour le faisceau)

Le champ lointain en entrée de boîte de simulation est ensuite obtenu en faisant se propager le faisceau dans le vide « à l'envers ». Le relais est pris par la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire dans le plasma, couplée à l'équation fluide.

Chapitre IV

Diagnostics d'imagerie et étude numérique

Sommaire

IV.A. Diagnostic d'imagerie	95
IV.A.1 Motivations	95
IV.A.2 Dispositif expérimental	96
IV.A.3 Réglage du plan imagé, grandissements	97
IV.A.3.a Dispositif, grandissement transverse, et résolu- tion transverse du diagnostic d'imagerie	97
IV.A.3.b Précision du positionnement du plan d'imagerie	102
IV.B. Modélisation des diagnostics expérimentaux	103
IV.B.1 Propagation linéaire dans les diagnostics	105
IV.B.2 Prise en compte de la propagation dans le plasma	107
IV.B.2.a Réfraction linéaire	107
IV.B.2.b Propagation non-linéaire	108
IV.B.2.c Problème du plan imagé	109
IV.B.3 Choix expérimental des plans imagés	112
IV.B.4 Intensité transverse 2D résolue en temps	112
IV.B.5 Intensité transverse 1D à haute résolution temporelle	115

IV.C.	Mise en évidence de l'effet de propagation sur les images pour le point chaud isolé	119
IV.D.	Simulations pour la préparation de l'expérience	121
IV.D.1	Introduction	121
IV.D.2	simulation à $I = 10^{13}$ W/cm ²	122
IV.D.3	simulation à $I = 3 \times 10^{13}$ W/cm ²	126
IV.D.4	simulation à $I = 6 \times 10^{13}$ W/cm ²	126
IV.E.	Faisceau lissé par lame de phase aléatoire	130
IV.E.1	Influence de la réfraction non-linéaire sur la distribution d'intensité du champ lointain	130
IV.E.2	Images bidimensionnelles du champ lointain	131
IV.F.	Conclusion	133

La chaîne laser et les lignes de transport des faisceaux de création, chauffage, d'interaction et de sonde ont été détaillés dans le chapitre II et représentés sur la figure II.2 page 20.

L'objet de cette partie est de préciser le diagnostic expérimental d'imagerie mis en place sur le faisceau d'interaction. Son utilisation a été double, il a permis

- la mise au point de la focalisation du faisceau à la limite de diffraction
- la caractérisation de la tache focale dans le vide, afin de connaître précisément les paramètres laser de l'interaction laser-plasma
- le relevé de la carte d'éclairement au sein du plasma

Le principe du diagnostic, ses particularités de réglage, ainsi que les caractéristiques de résolution spatiotemporelles précises sont d'abord détaillées.

Les modèles numériques des diagnostics expérimentaux que nous avons inclus dans le code PARAX, afin de se rapprocher au plus près des résultats expérimentaux, sont détaillés dans un deuxième temps.

Nous donnons enfin les résultats de simulations que nous avons effectuées afin de valider le diagnostic expérimental, et de déterminer ses limites d'utilisation.

IV.A. Diagnostic d'imagerie

IV.A.1 Motivations

Un des objectifs de la thèse a été de produire des conditions d'éclairement laser parfaitement déterminées et connues, ce qui constitue une nouveauté dans le domaine de l'interaction laser plasma. Le laboratoire de Los Alamos mène également depuis quelques années des expériences avec une tache focale limitée par la diffraction [15]. Ces expériences sont proches de la Physique en ce sens qu'elles étudient les phénomènes locaux à un point chaud et non des effets moyennés sur une distribution de speckle, en ne mettant en jeu qu'une seule brique élémentaire des faisceaux lissés par lame de phase aléatoire qui seront utilisés dans le LMJ et le NIF.

Afin de pouvoir contrôler l'obtention d'un point chaud isolé et de vérifier sa qualité, il a été nécessaire mettre au point un dispositif de mesure précis de la distribution d'intensité au sein de la tache focale. Par ailleurs, les observations que nous avons réalisées nécessitaient de pouvoir imager un plan du plasma orthogonal à la direction de propagation du laser, avec une résolution spatiale submicronique. En effet, la taille transverse du point chaud (de l'ordre de grandeur de la dizaine de microns) impose une résolution et une précision dans le positionnement adaptées, alors que les faisceaux lissés, de par leurs plus grandes dimensions (plusieurs centaines de microns), autorisent un relachement relatif des contraintes de positionnement. Nous avons par ailleurs pu obtenir une résolution temporelle entre 10 ps sur les images 1D et 120 ps sur les images 2D.

IV.A.2 Dispositif expérimental

On a représenté figure IV.1 page 98 de manière schématique le positionnement des diagnostics que nous avons mis en place :

1. En aval de l'enceinte, la lumière diffusée est envoyée sur un dispositif d'imagerie représenté figure IV.2 page 99. Le dispositif comporte deux voies séparées :
 - une caméra à balayage de fente à photocathode S1 (« streak ») qui permet d'obtenir l'éclairement sur une tranche de plasma (monodimension transverse) en fonction du temps, soit $I(x, t)$.
 - une deuxième voie elle-même séparée, comportant deux caméras S1 à temps de pause court (120 ps, « gated optical imagers » (GOI)) pour l'imagerie bidimensionnelle résolue en temps. Les deux GOI ont été décalés temporellement de sorte à relever la carte d'éclairement à deux instants différents $I(x, y, t_0)$ et $I(x, y, t_1)$ au cours de l'interaction (t_0 et t_1 ajustables par multiples de 50 ps), ces instants étant réglables par rapport à l'impulsion laser, de sorte à pouvoir balayer temporellement toute la durée de l'impulsion.
2. En amont de l'enceinte, des lames semi-réfléchissantes renvoient une partie de la lumière rétrodiffusée vers l'analyse de la diffusion Brillouin stimulée (non représentée), qui comportait aussi deux voies séparées :

- une voie pour l'analyse spectrale résolue en temps avec un spectroscopie suivi d'une caméra à balayage de fente, qui nous a permis de tracer la chronométrie de l'émission Brillouin (Cf. § VI.B.2 page 195).
- une voie pour la mesure du pourcentage de réflectivité Brillouin au moyen d'une cellule S1.

Pour effectuer l'imagerie de la diffusion Brillouin stimulée, nous avons aussi dévié la lumière rétrodiffusée et l'avons redirigée vers le diagnostic d'imagerie du 1.

Le prépositionnement des faisceaux et des diagnostics, *à l'exception notoire du diagnostic d'imagerie*, a systématiquement été fait à l'aide d'une microbille peinte (peinture Kodak à haut pouvoir diffusant), dont le centre peut être repéré à une précision de quelques microns ($\approx 5\mu m$), et que l'on a placée au centre chambre, en l'éclairant en continu de côté à la pulsation ω . C'est grâce à la lumière diffusée par cette bille, à la même longueur d'onde que la lumière que diffuserait le plasma, observée dans le noir sur les diagnostics, que l'on a réglé le positionnement des fentes de caméras à balayage de fente et des spectroscopes. Le réglage des diagnostics est d'autant plus difficile qu'on exige une précision importante. En effet, il faut alors choisir une microbille peinte d'autant plus petite, qui diffuse d'autant moins de lumière. Le réglage final résulte d'un compromis entre luminosité (facilité de réglage) de la microbille, et diamètre de cette microbille (précision du réglage de l'ordre d'une fraction de rayon de la bille).

Rappelons ici que les procédures de réglage en faisceaux lissés (taches de plusieurs centaines de microns de diamètre) sont à revoir dans le cas de l'utilisation d'un point chaud isolé (tache de l'ordre de $10\mu m$ de diamètre).

IV.A.3 Réglage du plan imagé, grandissements

IV.A.3.a Dispositif, grandissement transverse, et résolution transverse du diagnostic d'imagerie

Pour positionner la microcible qui une fois explosée donne le plasma, nous avons essayé différentes techniques. Le contrôle du diamètre de la tache focale sur

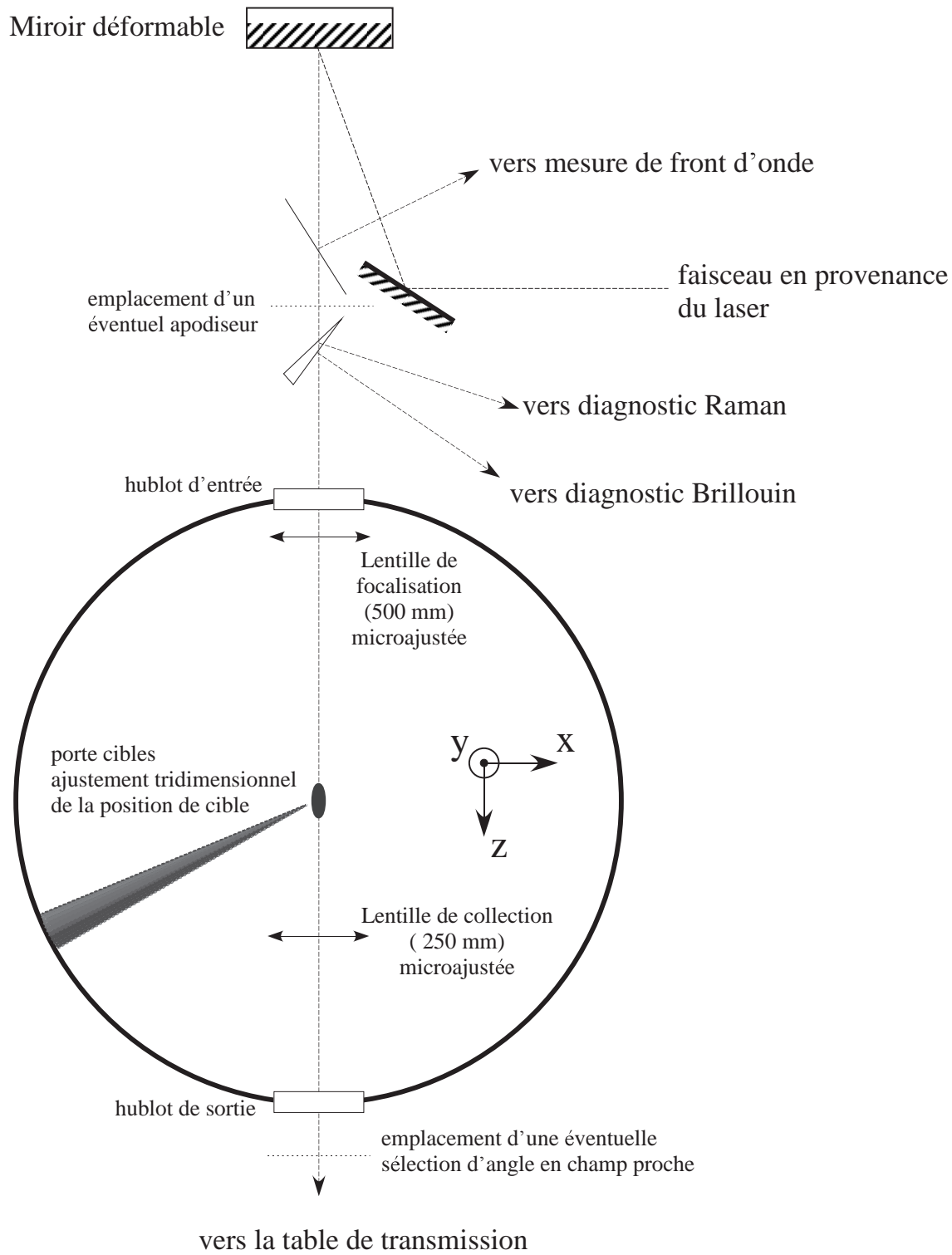


FIG. IV.1: Position des principaux diagnostics par rapport au plasma.

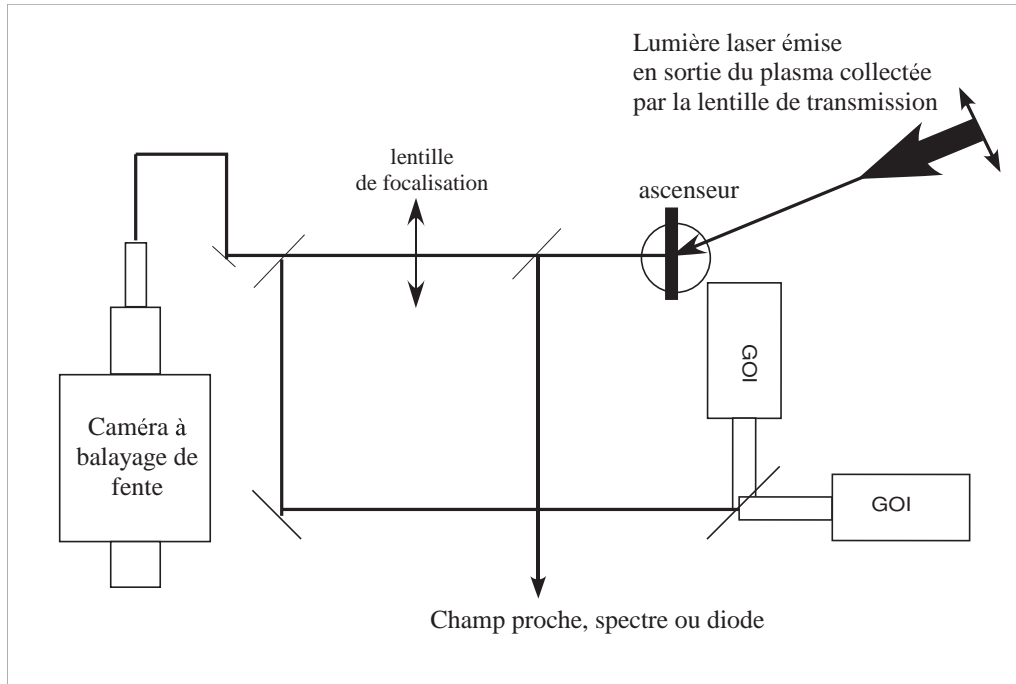


FIG. IV.2: Plan des diagnostics de transmission. Les optiques utilisées dans ces diagnostics sont de qualité $\lambda_V/10$ bord à bord pour préserver la qualité d'imagerie.

le diagnostic d'imagerie, du fait de la profondeur de champ du dispositif, ne permet pas un positionnement précis du plan imagé.

L'observation sur le diagnostic d'imagerie du point chaud isolé d'un diamètre donné ne suffit pas pour affirmer que le dispositif est correctement réglé sur le plan voulu : du fait de la grande longueur du point chaud isolé, dans le sens de propagation du faisceau (du fait du nombre d'ouverture parfois élevé du faisceau par exemple $\# = 16,6$), on a une incertitude correspondante sur le plan d'imagerie. Il est en pratique impossible de régler avec précision le plan d'imagerie dans le faisceau en utilisant le faisceau lui-même. Il est nécessaire d'utiliser un objet diffusant éclairé latéralement.

Du point de vue de l'interaction, on pourrait penser à tort que la profondeur de champ permettrait de s'affranchir d'une grande précision de positionnement. Mais dès que l'on veut connaître la distribution d'éclairement en un plan précis par rapport au plasma, cette grande précision est nécessaire car alors la profondeur de champ n'intervient plus : l'interaction non linéaire du laser avec le plasma casse la

relative « invariance par translation » observée dans le vide, et la distribution varie spatialement le long de l'axe laser.

Il est donc exclu d'utiliser le faisceau laser dans l'axe du faisceau d'interaction (qui est aussi l'axe optique du diagnostic d'imagerie) pour réaliser cette mesure, car cela amène à des erreurs de positionnement trop importantes du fait de la profondeur de champ. Dans ce cas, nous avons aussi rejeté l'utilisation d'une microbille diffusante éclairée par un faisceau latéral, car elle possède une trop grande épaisseur (de l'ordre minimum de la centaine de microns).

Nous avons en conséquence choisi d'utiliser un objet *plan* (d'épaisseur $1,2\mu\text{m}$), rectangulaire et placé *orthogonalement* à l'axe optique, et éclairé de côté par un faisceau annexe à la longueur d'onde $1,053\mu\text{m}$ (très important) afin de s'affranchir du chromatisme du diagnostic d'imagerie.

Le moyen choisi pour régler avec précision le plan imagé fait intervenir la lentille de refocalisation du diagnostic d'imagerie (Cf. figures IV.3 et IV.4 page ci-contre).

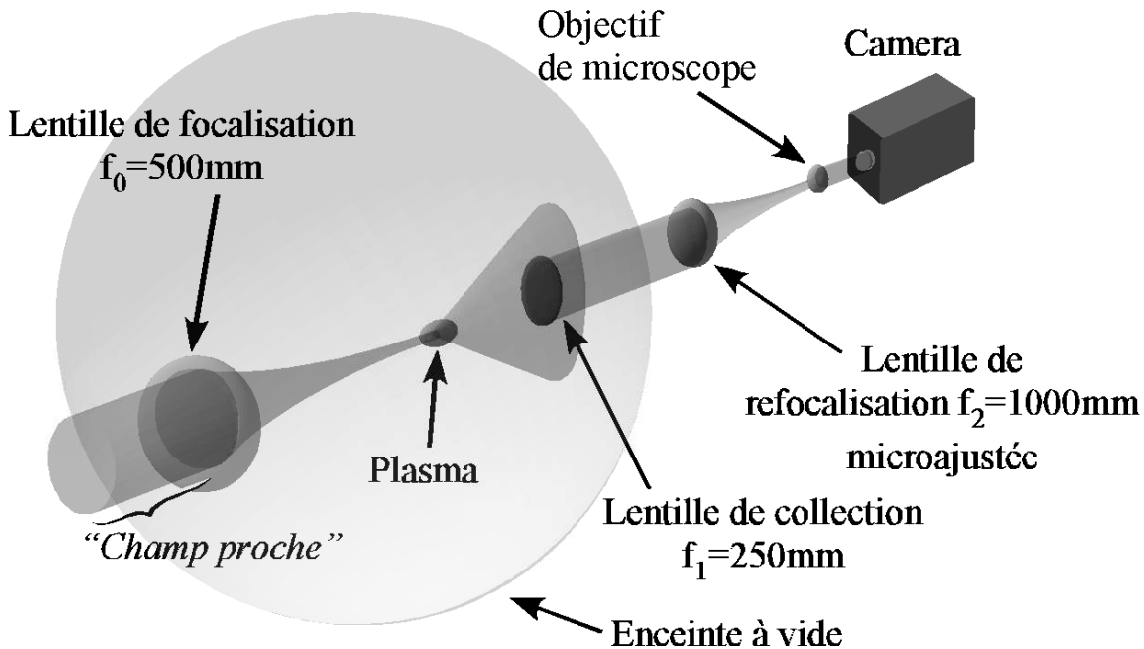


FIG. IV.3: Vue tridimensionnelle du diagnostic d'imagerie et des lentilles impliquée dans le positionnement de précision.

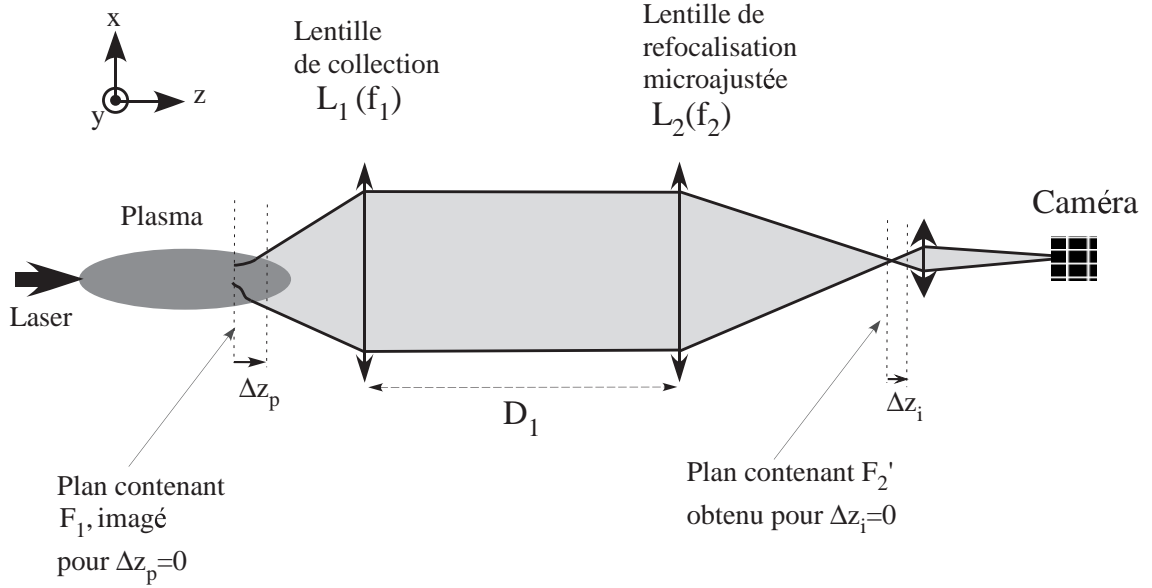


FIG. IV.4: Coupe transverse du montage pour le diagnostic d'imagerie (échelles non respectées), valable pour l'imagerie en transmission et l'imagerie Brillouin.

Le plasma étant au voisinage du foyer objet de la lentille L_1 , son image par L_1 se situe au voisinage de l'infini (rayons émergeant de L_1 quasi parallèles). La lentille L_2 recevant ces rayons les focalise au voisinage de son foyer image. On place ensuite un objectif de microscope qui image le plan focal image de L_2 sur les caméras (GOI ou balayage de fente).

On montre facilement que le grandissement transverse lié à L_1 et L_2 vaut $-f_2/f_1$, de l'ordre de -4 . L'objectif de microscope (choisi selon les besoins des observations en point chaud isolé ou pour un faisceau lissé par lame de phase aléatoire) était réglé de sorte à induire un grandissement de -10 pour les expériences en point chaud isolé. Le grandissement transverse global typiquement utilisé est donc de 40.

La taille des pixels du capteur CCD utilisé valant $16 \mu\text{m}$ (capteur spécialisé de grande dynamique), la résolution transverse *dans* le plasma, et donc des images expérimentales de ce manuscrit, est donc de l'ordre de $0,4 \mu\text{m}$.

IV.A.3.b Précision du positionnement du plan d'imagerie

Que le diagnostic d'imagerie soit dévolu à la transmission ou à la diffusion Brillouin stimulée, nous avons fait en sorte, en plus d'un positionnement transverse (x, y) précis, de maîtriser parfaitement le positionnement *longitudinal* (selon z) du plan transverse du plasma imagé (et le changer selon le besoin, Cf. figure IV.10 page 113). Le réglage du plan imagé dans le plasma peut se faire en changeant la position longitudinale (suivant z) d'un des éléments optiques situés *après* le plasma dans le sens de propagation de la lumière (Cf. figure IV.4).

La lentille L_1 de reprise étant à l'intérieur de l'enceinte, sous vide, elle est inaccessible, il est inenvisageable de casser le vide poussé de l'enceinte à chaque tir, car il est long à rétablir. La lentille que nous avons utilisée pour choisir le plan d'imagerie est la lentille L_2 . Ce choix permet la précision la plus importante (l'objectif de microscope ou le capteur étant fixes), tout en restant pratique.

En notant D_1 la distance entre les lentilles L_1 et L_2 , on obtient la relation qui relie la position de l'image du plan observé A' (mesure algébrique $\Delta z_i = \overline{F_2' A'}$) avec le déplacement du plan d'imagerie dans le plasma, $\overline{F_1 A} = \Delta z_p$:

$$\Delta z_i = \frac{f_2^2}{D_1 - f_1 - f_2 + \frac{f_1^2}{\Delta z_p}} \quad (\text{IV.1})$$

Le grandissement longitudinal correspondant vaut $(f_2/f_1)^2 = 16$.

C'est grâce à ce grandissement longitudinal important et à la précision de positionnement de la lentille L_2 que nous avons garanti la précision de positionnement du plan imagé dans le plasma, en plaçant un dispositif de positionnement micrométrique pour commander la lentille L_2 . On montre en effet, en tenant compte des ordres de grandeur que cette valeur est très peu sensible aux petites variations de D_1 . Dès lors, nous avons choisi de déplacer « en bloc » l'image du plasma devant l'objectif de microscope formée par L_2 en ajustant la position de L_2 .

Bien entendu, afin d'obtenir la précision de positionnement du plan imagé, ramenée dans le plasma, il faut tenir compte de l'ouverture des optiques et de

la dimension des pixels des capteurs que nous avons utilisés. Un calcul d'optique géométrique montre que le positionnement est précis au micron près. En pratique, c'est donc l'appréciation de la netteté des détails de l'objet diffusant et la précision de l'ajustement micrométrique de la lentille L_2 qui est limitant dans ce montage optique, et la netteté de l'objet-test éclairé.

En pratique, afin de faire la mise au point avec cette précision sur l'objet d'épaisseur 1 micron éclairé latéralement, nous avons utilisé les caméras en *mode continu* afin d'apprécier sur écran la meilleure netteté avant chaque tir. Malgré cette nécessité d'observation en temps réel, nous présentons quelques images qui permettent d'apprécier la précision de la focalisation, sur la figure IV.5 page suivante. Les différentes images correspondent à des plans objet séparés de $30\text{ }\mu\text{m}$ pour 0.5 mm de déplacement de la lentille.

La plus grande difficulté tient à l'évaluation de la netteté des détails de l'objet diffusant, la quantité de lumière n'étant pas importante. Nous avons évalué par cette technique d'observation en continu l'incertitude expérimentale totale à 15 microns sur le positionnement du plan d'imagerie .

IV.B. Modélisation des diagnostics expérimentaux

La simulation numérique du diagnostic est d'une grande importance, au même titre que le sont les modélisations numériques des paramètres expérimentaux relatifs au laser et au plasma.

C'est à cet ensemble de conditions que nous pourrions dire qu'une simulation numérique peut être comparée à l'expérience. Nous avons étudié l'effet de la propagation du faisceau à travers le plasma au moyen du code PARAX dont le modèle a été décrit au chapitre III, en comparant les distributions d'intensité résolues en temps, calculées numériquement à l'intérieur du plasma d'une part, et au niveau du détecteur d'autre part. Nous étudierons un cas montrant la différence qui peut exister entre éclairage dans le plasma et éclairage vu sur les diagnostics, pour

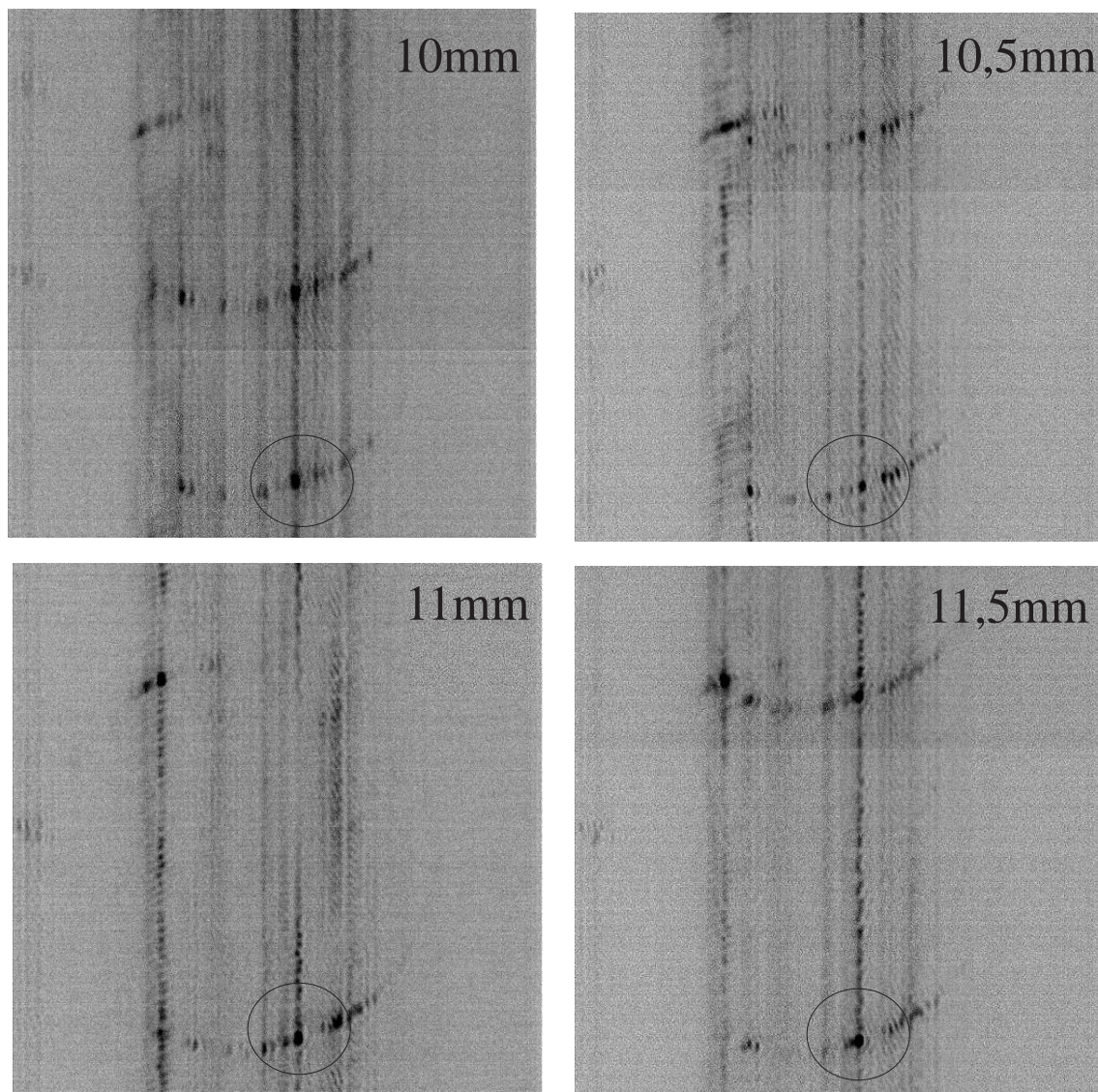


FIG. IV.5: Réglage du plan d'imagerie par observation d'un objet diffusant éclairé latéralement, très fin (1 micron d'épaisseur). On voit que le point diffusant au centre des zones entourées a sa meilleure netteté pour une position de la lentille égale à 11 mm. L'incertitude sur l'appréciation en position longitudinale vaut $\pm 0,25$ mm soit ± 15 microns dans le plasma.

conclure sur les bonnes conditions d'utilisation des images expérimentales face à la simulation numérique, dans nos expériences.

Nous avons développé principalement deux diagnostics numériques, correspondant aux diagnostics expérimentaux présentés au chapitre II page 17. Nous mettrons en évidence le fait que la prise en compte de

- l'interaction laser plasma non-linéaire au cours de la propagation du laser entre le plan imagé et la sortie du plasma (cela revient à parler de propagation non-linéaire du laser dans le plasma, entre le plan d'imagerie et la sortie du plasma)
- l'intégration temporelle liée au temps de pose fini des diagnostics

sont indispensables pour pouvoir raisonnablement comparer résultats d'expériences et résultats de simulations.

IV.B.1 Propagation linéaire dans les diagnostics

Lorsque l'on réalise un diagnostic expérimental en physique des plasmas chauds, il est exclu de placer un instrument de mesure à proximité de la zone mesurée. En effet, les conditions y sont extrêmes (températures de l'ordre de 1 keV/ k_B , pressions de 100 kbar) et aucun capteur ne peut les supporter. Les accès aux grandeurs internes au plasma se font donc *à distance*, les informations disponibles étant contenues dans les émissions particulières ou radiatives. Pour analyser les ondes électromagnétiques provenant du plasma, des lentilles dites de « collection » sont placées à distance suffisante pour ne pas subir d'endommagement rédhibitoire trop rapide¹. Nous avons donc utilisé des montages optiques transportant le faisceau à grande distance de la

¹Les optiques utilisées, pour permettre des mesures de haute résolution spatiale, sont d'une grande qualité et sont coûteuses, de l'ordre de quelques milliers d'euros au minimum, suivant le diamètre. Ceci explique aussi pourquoi on sélectionne en direction de vecteur d'onde la lumière collectée : une optique trop grande sera trop chère, alors qu'une plus petite, devant être placée trop près du plasma si l'on veut collecter dans angle solide suffisamment grand, sera détruite rapidement...

zone « dangereuse » tel que celui représenté figure IV.6 page suivante (échelle non respectée).

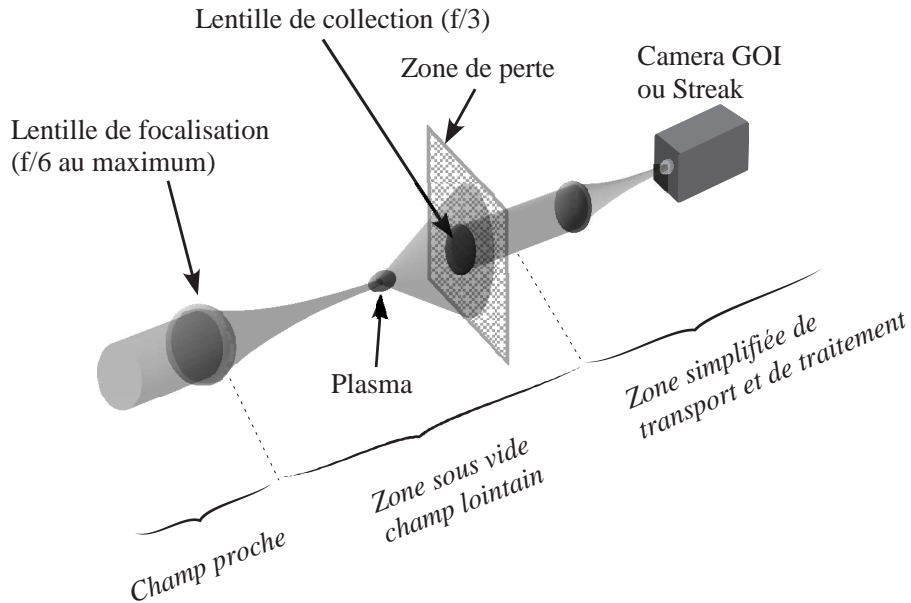


FIG. IV.6: Schématisation du diagnostic d'imagerie

L'utilisation de ces chaînes optiques relativement complexes a plusieurs conséquences :

- la sélection d'un cône de vecteurs d'onde en sortie du plasma, du fait de l'ouverture nécessairement limitée des lentilles de collection comme nous venons de le discuter.
- l'introduction d'une limite de diffraction et d'aberrations optiques. Leur effet principal est de limiter la résolution spatiale obtenue sur caméra.

Dans le code de simulation, nous avons tenu compte de la sélection en vecteurs d'onde (au moyen d'une troncature dans l'espace spatial réciproque de Fourier), mais avons supposé les optiques non aberrées du fait de la grande qualité de matériel dont nous avons pu bénéficier durant les expériences.

IV.B.2 Prise en compte de la propagation dans le plasma

IV.B.2.a Réfraction linéaire

Du fait de l'expansion hydrodynamique du plasma¹, il apparaît un gradient de densité, donc d'indice optique². En l'absence de faisceau laser d'interaction, ou pour des intensités lumineuses suffisamment faibles pour ne pas déclencher les phénomènes non linéaires qui seront l'objet du paragraphe suivant, les surfaces d'indice optique constant peuvent être qualitativement modélisées par des ellipsoïdes (Cf. description du plasma § II.B. page 22), les indices les plus faibles se situant profondément dans le plasma (forte densité).

On a représenté schématiquement un tracé de rayons émis à partir d'un point du plan imagé par le diagnostic optique sur le figure IV.7.

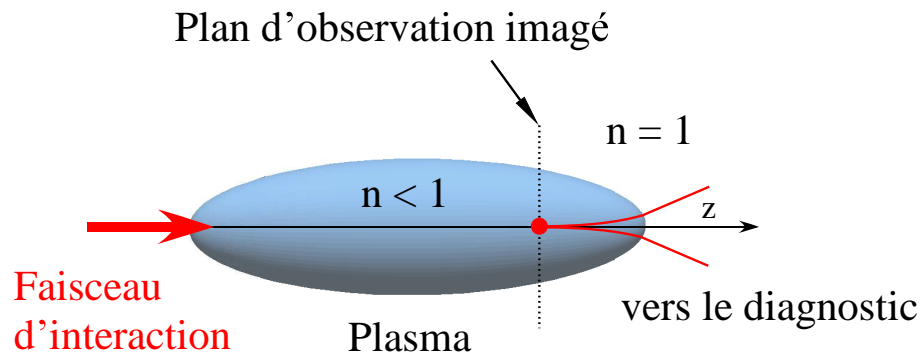


FIG. IV.7: Réfraction linéaire. Lorsque l'intensité lumineuse émise par le point rouge à l'intérieur du plasma est suffisamment faible pour pouvoir traiter la propagation comme linéaire (indice optique indépendant de l'intensité), l'image vue de l'extérieur du plasma par un observateur fixant ce point rouge n'est pas dégradée : le milieu est *transparent*.

Il faut donc bien noter que le caractère inhomogène du profil de densité est à prendre en compte dans la simulation non seulement longitudinalement, mais aussi

¹Les plasmas utilisés dans cette thèse ont été créés par action d'un faisceau laser intense dit de « création » sur une feuille mince, ultérieurement « chauffée » à l'aide de faisceaux auxiliaires afin d'obtenir une température électronique élevée ($\approx 0,6 \text{ keV}/k_B$ dans nos expériences).

²Rappelons que l'indice optique est inférieur à un pour les ondes électromagnétiques transverses, et borné supérieurement par l'indice du vide.

transversalement ; la densité ne peut être décrite que par une fonction des quatre variables $n(x, y, z, t)$.

Le faisceau présente donc une divergence d'origine linéaire en sortie de plasma. La simulation numérique de l'équation paraxiale permet une prévision précise de cette divergence. Dans nos expériences étudiant les effets non-linéaires, nous avons pris soin de comparer des ouvertures de faisceaux en sortie de plasma *normalisées* à une ouverture de référence obtenue dans le cas linéaire présenté ici.

IV.B.2.b Propagation non-linéaire

Si l'intensité lumineuse est importante ou la densité de plasma faible, de sorte que la puissance critique d'autofocalisation soit atteinte, alors le champ électromagnétique imposé par le faisceau laser incident interagit avec le plasma de manière non linéaire, i.e. la propagation dépend localement de l'intensité laser. Les effets de creusement pondéromoteurs et thermiques du plasma par le laser, décrits dans les éléments théoriques, ont pour conséquence d'amplifier cette interaction non linéaire. La densité locale baissant du fait du creusement lié à l'autofocalisation, l'indice augmente dans les zones de forte intensité ; l'effet autofocalisant résultant concentre encore la puissance.

On constate qu'en augmentant fortement l'intensité jusqu'à des valeurs $I = 10^{14}$ à 10^{15} W/cm², le faisceau laser éclate complètement, produisant de nombreux filaments (comme illustré numériquement dans [93, 52], et expérimentalement dans le chapitre VI décrivant les résultats d'expériences). Le profil d'indice devient extrêmement irrégulier, et l'avancée du laser devient très chahutée. Nous avons représenté ce phénomène de manière schématique sur la figure IV.8 page suivante, par un tracé de « rayons ». Dans ce cas la notion de « rayon » est discutable, mais présente un intérêt didactique.

Le plasma est ainsi un milieu non linéaire à haute intensité laser, le champ électrique dans le plan des détecteurs n'est donc pas proportionnel au champ électrique à l'intérieur du plasma.

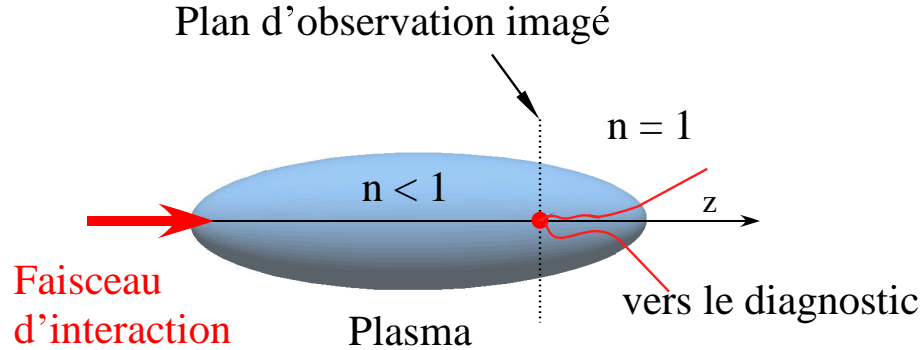


FIG. IV.8: Schéma de principe de la propagation non-linéaire. Si l'intensité lumineuse émise par le point rouge à l'intérieur du plasma est grande de sorte que l'indice du plasma devient dépendant de l'intensité, alors l'image vue de l'extérieur du plasma par un observateur fixant ce point rouge est dégradée par l'interaction laser-plasma (propagation non-linéaire) qui a lieu entre le point émetteur et la sortie du plasma. Le milieu n'est plus *transparent*, et il devient très difficile à l'observateur de se faire une représentation des phénomènes dans la zone où a eu lieu l'émission.

La propagation du laser ne peut donc être décrite par une simple intégrale de Fresnel, comme c'est le cas pour la réfraction linéaire.

IV.B.2.c Problème du plan imagé

Lors des expériences, le physicien doit régler un diagnostic d'imagerie de façon à imager un certain plan transverse. Le problème du choix de la position longitudinale (i.e. dans la direction du faisceau d'interaction suivant z) de ce plan transverse est difficile. En effet, on pourrait naïvement vouloir choisir le « plan de sortie » du plasma, i.e. la configuration (b) représentée figure IV.9 page suivante, pour limiter les effets de déformation d'image dus à l'interaction non linéaire laser-plasma que nous venons de décrire.

La difficulté tient au fait que le plasma est non-stationnaire, et qu'en particulier ses frontières évoluent au cours du temps. Ainsi, même si l'on règle le diagnostic de sorte à imager à un certain instant t la frontière du plasma, ce qui permet de s'affranchir jusqu'à cet instant d'un traitement non linéaire de la propagation du

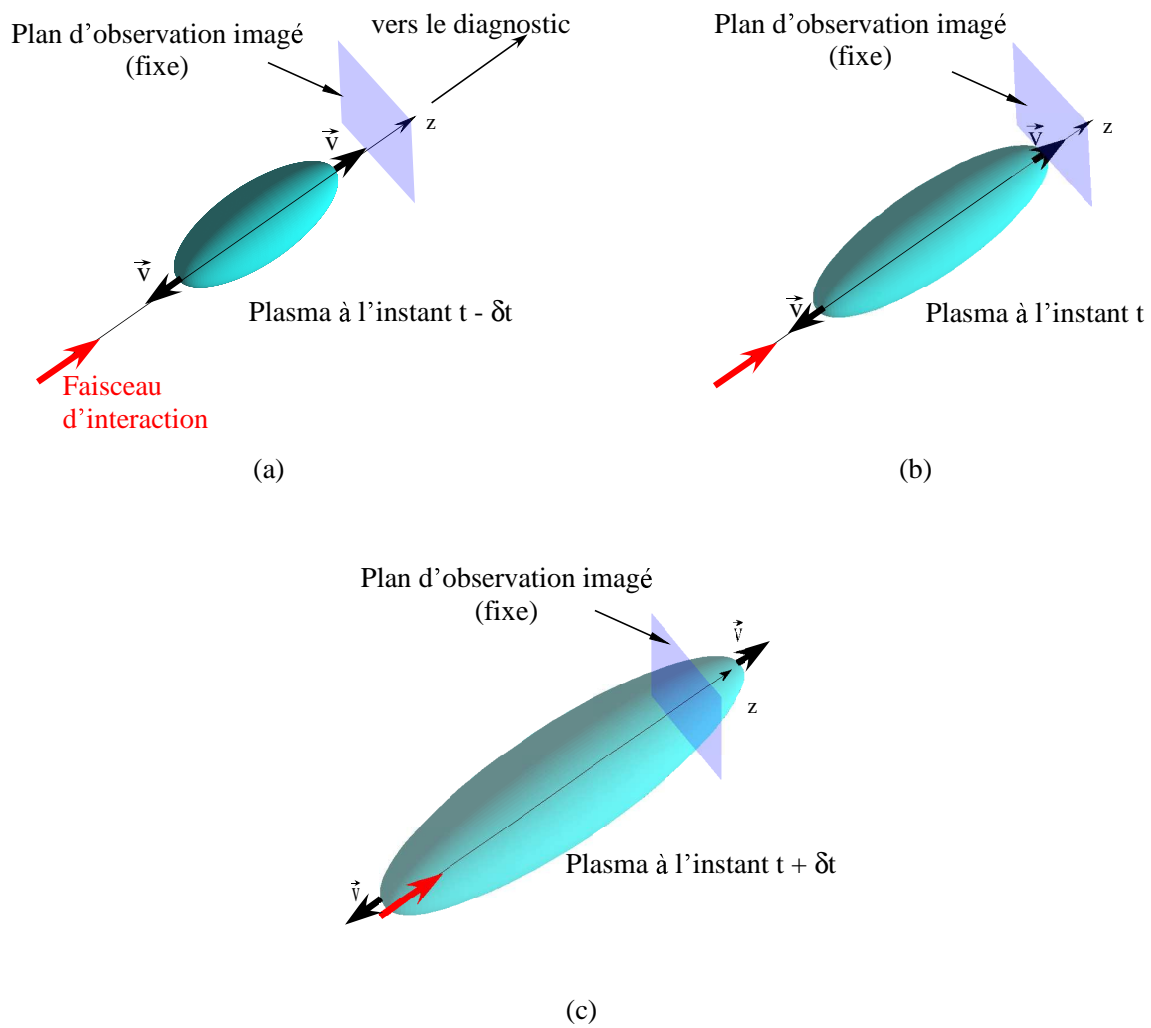


FIG. IV.9: Évolution de la densité électronique du plasma par rapport au plan d'imagerie. Il n'est pas possible, pour un plasma en expansion le long de l'axe laser, de choisir le plan d'imagerie de sorte qu'on puisse s'affranchir à tout instant de la propagation non linéaire.

faisceau d'interaction après le plan d'imagerie, on ne peut plus faire de même aux instants ultérieurs¹.

Du point de vue numérique, il n'est donc pas possible, pour espérer comparer la simulation à l'expérience, d'envisager de prendre la transformée de Fourier du champ électrique en sortie de boîte de simulation, cela signifierait que dans l'expérience associée le plasma posséderait une frontière plane fixe au cours du temps, le séparant du vide.

Le résultat obtenu par une telle technique ne peut être valable au mieux que dans la mesure où la densité de plasma est vraiment négligeable dans le plan de sortie de la boîte de simulation, ou le champ peu intense, au point de ne plus observer pour des z plus grands de quelque non-linéarité de propagation. L'inconvénient est alors qu'on n'image pas la situation à l'*intérieur* du plasma, mais dans le vide, ce qui est d'un intérêt moindre.

Dans nos expériences, nous avons choisi un plan imagé situé à tout instant à l'*intérieur* du plasma. Ainsi, pour modéliser numériquement le diagnostic d'imagerie, nous avons propagé le champ de sortie du plasma jusqu'au plan du capteur. L'image alors calculée dans le plan du capteur est différente de la distribution d'intensité dans le plan du plasma imagé, parce que la lumière est perturbée par sa traversée du plasma comme nous l'avons décrit au paragraphe précédent.

Nous avons donc adopté la démarche suivante dans nos simulations [35] :

- Choix d'une boîte de simulation de dimension longitudinale assez grande devant la dimension caractéristique du plasma,
- Positionnement « numérique » du plan d'imagerie à l'intérieur du plasma pour correspondre aux choix expérimentaux,

¹Rappelons ici qu'on ne sait pas faire varier expérimentalement le plan imagé au cours du temps; il faudrait pour cela un dispositif qui ajuste la position du plan d'imagerie en fonction de l'évolution du plasma, dont la durée caractéristique d'évolution est de quelques centaines de picosecondes.

- Propagation en « arrière » du champ électrique de sortie de la boîte de simulation (où le plasma est très raréfié, assimilé à du vide), jusqu'à arriver au plan « regardé » par le capteur.
- Calcul de la propagation à travers le diagnostic de ce champ rétropropagé pour obtenir le champ instantané sur le capteur, en tenant compte de la sélection en acceptation angulaire des vecteurs d'onde.
- Combinaison par moyennes mobiles temporelle (Cf § IV.B.4) ou spatiotemporelle (Cf § IV.B.5 page 115) du champ instantané sur le capteur.

IV.B.3 Choix expérimental des plans imagés

Lors des expériences, nous avons choisi de tester l'imagerie en différentes positions par rapport au plasma. Schématiquement, ces positions correspondent à un déplacement du plan d'imagerie de quelques centaines de microns par rapport au plasma. Des exemples du positionnement du plan d'imagerie adoptés sont représentés figure IV.10 page suivante.

Comme décrit dans la partie *expériences*, nous avons au choix imagé *au même instant* différents plans dans le plasma, ou, plus souvent, *imagé le même plan à des instants différents* espacés de l'ordre d'une centaine de picosecondes au cours de l'impulsion laser. Comme nous le montrerons à l'aide de simulations au paragraphe IV.C. page 119 il faut choisir des plans imagés $z > 0$ pour faciliter l'interprétation des images en transmission, et pour la rétrodiffusion Brillouin des plans en amont $z \ll 0$.

IV.B.4 Intensité transverse 2D résolue en temps

Nous avons utilisé deux caméras à temps de pose court, le deuxième présentant une ouverture décalée temporellement par rapport au premier, l'écart entre les deux étant ajustable. Pour décaler temporellement le signal électrique d'ouverture du premier GOI et l'envoyer sur le deuxième par exemple 300 ps plus tard, il a suffi d'intercaler un câblage parcouru à la vitesse de 5 ns/m de longueur appropriée, et

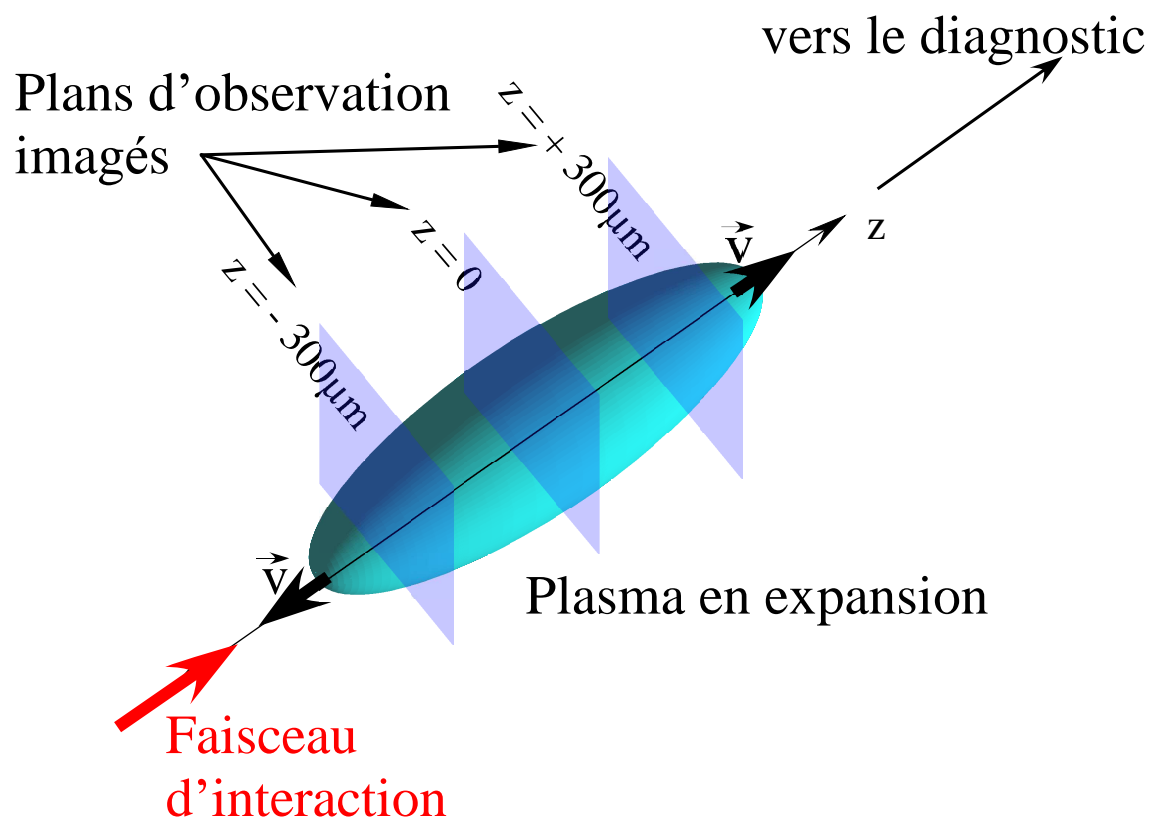


FIG. IV.10: Exemples de plans imagés dans le plasma

d'effectuer des tirs de calibration à faible puissance. Pour fastidieuse et coûteuse qu'elle soit, cette méthode a été systématiquement utilisée pour garantir le positionnement temporel relatif des images, ainsi que leur position par rapport à l'impulsion laser. La gigue temporelle ¹ entre les deux GOI en cascade a été maîtrisée, contenue aux alentours de ± 15 ps.

L'intégration temporelle de chaque GOI se fait sur 120 ps. Cette durée est faible devant celle de caméras CCD, mais une centaine de picosecondes reste bien supérieure à la durée caractéristique d'évolution des phénomènes observés, réglée par le temps de transit acoustique sur une largeur de point chaud, soit justement une centaine de picosecondes. Nous verrons au chapitre VI qu'à fort éclairage laser, les points chauds bougent sur des distances supérieures à leur diamètre en 50 ps.

Numériquement, la durée du pas de simulation numérique utilisé était typiquement 200 fs. Le diagnostic numérique doit donc réaliser une sommation temporelle du type

$$I_{\text{plasma}}(x, y, z_0) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} I_{\text{plasma}}(x, y, z_0, t) dt$$

où nous avons pris $\Delta t = 120$ ps, durée imposée par l'expérience. En calculant la propagation non-linéaire à travers le plasma à tout instant (champ de sortie de boîte de simulation propagé en arrière dans le vide jusqu'au plan d'imagerie) puis en faisant se propager le champ dans le modèle numérique des diagnostics optiques, on obtient la simulation de l'intensité observée sur le capteur (GOI) :

$$I_{\text{GOI}}(x, y, z_0) = \frac{1}{\Delta t} \int_{\Delta t} I_{\text{reçu sur GOI}}(x, y, z_0, t) dt$$

Nous avons choisi pour l'incrément de l'intégrale le pas de temps de la simulation.

Comme nous l'avons déjà évoqué, il faut tenir compte du fait que le faisceau laser, après sa sortie du plasma, subit une propagation à travers des composants optiques non idéaux de diamètre fini. L'interaction laser-plasma est telle qu'en général l'ouverture angulaire du cône contenant toute la lumière diffusée par le plasma est

¹jitter

généralement bien plus grande que l'ouverture angulaire du cône du faisceau incident. Une partie de la lumière diffusée par le plasma est donc perdue, parce qu'elle a été émise en dehors de l'ouverture de la lentille de collection, comme nous l'avons indiqué sur la figure IV.6 page 106. Numériquement, nous avons simplement modélisé cet effet de diaphragme expérimental en annulant le champ électrique en dehors du nombre d'ouverture $f/3$ (lentille de collection de distance focale 250 mm pour un diamètre de 100 mm).

IV.B.5 Intensité transverse 1D à haute résolution temporelle

Le deuxième diagnostic que nous avons modélisé relève l'évolution temporelle de la distribution d'intensité sur une ligne à l'intérieur du plasma, imagée après un grossissement 40x sur une caméra à balayage de fente. La largeur de la fente de la caméra correspond expérimentalement à une couche de plasma de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur dans un plan transverse (grossissement $\times 40$, fente d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$).

Pendant l'impulsion d'interaction, la lumière diffusée par le plasma frappe la fente d'entrée de la caméra streak (Cf. figure IV.11 page suivante). À chaque instant t , une ligne du plan imagé, de position z_0 dans le plasma (ligne repérée par ses coordonnées $(x, y_{\text{moyen}}, z_0)$), éclaire la zone photosensible de la caméra. À l'aide d'un dispositif de conversion photoélectrique, la caméra à balayage de fente image ensuite la ligne de lumière reçue sur une position d'une zone d'enregistrement à l'arrière de la caméra, qui varie en fonction du temps. Le dispositif de conversion photoélectrique émet vers l'arrière de la caméra des électrons qui impactent une zone d'enregistrement. Un champ électrique vertical déplace l'image électrique de la ligne de lumière linéairement avec le temps, au-dessus de la zone d'enregistrement.

Mathématiquement, une fente d'épaisseur nulle serait idéale de sorte à ne pas introduire d'effet de moyenne glissante, mais la puissance lumineuse entrante serait alors nulle et la mesure impossible.

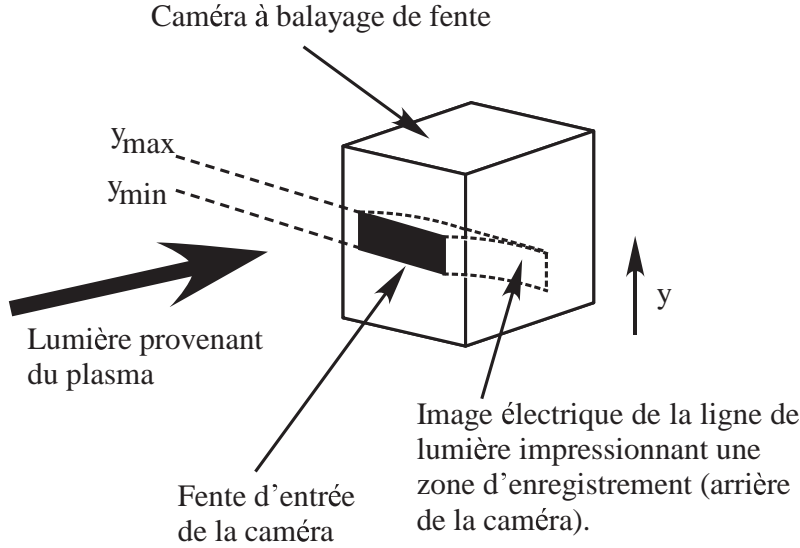


FIG. IV.11: Fonctionnement de la caméra à balayage de fente. Le dispositif de conversion photoélectrique émet vers l'arrière de la caméra des électrons qui impactent une zone d'enregistrement. Un champ électrique vertical déplace l'image électrique de la ligne de lumière linéairement avec le temps, au-dessus de la zone d'enregistrement (Cf. figure IV.11).

Chaque point de l'image finale est en réalité irradié pendant une durée¹

$$\frac{\Delta y_{\text{slit}}}{v_{\text{bal}}}$$

Par exemple le point M de la figure IV.12 page suivante commence à être irradié à l'instant $t - \frac{\Delta y_{\text{slit}}}{v_{\text{bal}}}$ par le haut de la fente situé en y_{max} , puis est irradié par tous les points de la fente repérés par $y = y_{\text{min}} + (t - t')v_{\text{bal}}$, t' variant de $t - \frac{\Delta y_{\text{slit}}}{v_{\text{bal}}}$ à t , pour finir par être irradié par le point en y_{min} à l'instant t .

On a représenté en pointillés les trajectoires suivies par les photoélectrons, de la gauche vers la droite du fait de leur vitesse initiale, et défléchis transversalement à leur trajectoire sous l'influence du champ électrique de déflexion, dans le tube à vide de la caméra (trajectoires paraboliques tendues).

¹ Δy_{slit} est la largeur de la fente, soit la largeur de plasma observée augmentée du facteur de grandissement entre plasma et fente d'entrée de la caméra. On note v_{bal} la vitesse de balayage de la caméra streak.

Nous avons ainsi calculé l'intensité en un point de l'image finale selon la moyenne glissante de l'intensité :

$$I(x, z_0, t) = \frac{1}{\frac{\Delta y_{\text{slit}}}{v_{\text{bal}}}} \int_{t' = t - \frac{\Delta y_{\text{slit}}}{v_{\text{bal}}}}^{t' = t} I(x, y_{\text{min}} + (t - t')v_{\text{bal}}, z, t') dt' \quad (\text{IV.2})$$

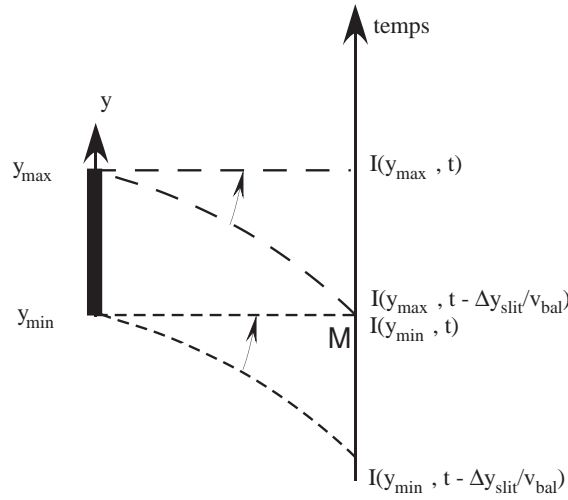


FIG. IV.12: Méthode d'intégration spatiotemporelle pour le diagnostic streak. On a représenté en pointillés les trajectoires suivies par les photoélectrons, de la gauche vers la droite du fait de leur vitesse initiale, et défléchis transversalement à leur trajectoire sous l'influence du champ électrique de déflexion, dans le tube à vide de la caméra (trajectoires paraboliques tendues).

Numériquement, la discrétisation est compliquée par le fait que *le pas spatial diffère du pas temporel multiplié par la vitesse de balayage* v_{bal} . En effet, v_{bal} est une *caractéristique expérimentale* de la caméra à balayage de fente, choisie par l'utilisateur dans un *compromis* entre la durée d'observation et la résolution temporelle désirée.

La fente de largeur Δy_{slit} est discrétisée en $n_{y_{\text{slit}}}$ intervalles de largeur dy . Dans la mesure où la fente d'entrée de la caméra est projetée sur $n_{t_{\text{slit}}}$ points de temps sur la zone d'enregistrement, et que $n_{t_{\text{slit}}} \geq n_{y_{\text{slit}}}$, l'intensité lumineuse peut être facilement interpolée par $n_{t_{\text{slit}}}$ points parmi $n_{y_{\text{slit}}}$ points où l'intensité est calculée :

$$I(i_x, i_z, i_t) = \frac{1}{n_{t_{\text{slit}}}} \sum_{i_t=n_t-n_{t_{\text{slit}}}}^{n_t} I^* \left(i_x, i_{y_{\text{min}}} + \text{Ent}[(n_t - i_t - 1)v_{\text{bal}} \frac{dt}{dy}], i_z, i_t \right) \quad (\text{IV.3})$$

où $\text{Ent}(\alpha)$ désigne la partie entière de α .

La vitesse de balayage, caractéristique du réglage de la caméra, traduit la vitesse à laquelle le faisceau d'électrons issu de la partie de la photocathode éclairée par la fente va balayer le fond de la zone d'enregistrement.

L'intensité lumineuse sur la fente d'entrée de la streak est calculée à partir du champ électrique dans le plasma, propagé jusqu'au diagnostic selon la technique exposée au IV.B.2.c page 111.

L'idée importante traduite par la moyenne glissante IV.2 est qu'une image expérimentale obtenue à l'aide d'une caméra à balayage de fente, et que l'on décrit souvent trop rapidement comme une image $I(x, t)$, est en réalité une *moyenne mobile mixte sur les variables de temps et espace* (c'est-à-dire que les deux moyennes sont couplées). Il faut bien prendre garde que cette moyenne mixte ne correspond pas à deux simples moyennes spatiale et temporelle séparées comme l'indique bien l'argument $y_{\text{min}} + (t - t')v_{\text{bal}}$ de l'intensité.

Si la méthode peut paraître complexe, elle n'en est pas moins nécessaire ; pour prendre un exemple expérimental, certaines images streak sont obtenues avec des fentes de $\Delta y_{\text{slit}} = 400 \mu\text{m}$ de largeur. Cette largeur finie correspond, pour une vitesse de balayage permettant d'irradier toute la surface sensible en 1, 2 ns, à une « largeur temporelle » équivalente de la fente égale à 50 ps. Spatialement, nous avons calculé que la largeur spatiale de la fente correspond à capter suivant y les informations d'une couche de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur dans le plasma.

Pour l'observation de phénomènes rapides comme le mouvement d'un point chaud, dont le mouvement très rapide dans le plasma peut induire des vitesses de spot sur l'axe spatial x au moins aussi rapides que la vitesse de balayage, la prise en compte de ce mélange spatiotemporel est donc nécessaire.

IV.C. Mise en évidence de l'effet de propagation sur les images pour le point chaud isolé

Ce paragraphe résume les simulations de l'expérience, que j'ai effectuées à l'aide des diagnostics numériques préalablement mis au point (Cf. paragraphes précédents). Ces simulations nous ont permis de mieux comprendre le fonctionnement et les limites du diagnostic d'imagerie que j'ai parallèlement installé sur la chaîne 6 faisceaux du LULI. La non-linéarité de la propagation laser, ainsi que la grande finesse du diagnostic, nécessitaient une telle étude numérique préalable, seule à même de valider les zones de fonctionnement pertinentes du diagnostic d'imagerie.

On présente sur la figure IV.13 page suivante la comparaison des images calculées dans le plasma (série d'images supérieures), et celles calculées sur le diagnostic (série d'images inférieure). La taille de la boîte de simulation choisie est $1060 \mu\text{m} \times 210 \mu\text{m} \times 210 \mu\text{m}$, sur une durée de 864 ps. La densité maximale au sommet du plasma a été choisie à la valeur $n_e = 0,23n_c$.

La figure du bas représente le modèle numérique de l'impulsion laser expérimentale, en coordonnées (x, t) , avec son profil temporel.

La figure IV.13 compare l'intensité calculée¹ *dans* le plasma [première ligne] à l'intensité calculée *sur diagnostic* [deuxième ligne]. Chaque colonne correspond à un plan d'imagerie différent, dont le positionnement obéit à la convention de la figure IV.10 page 113), la lumière provenant de $z = -250 \mu\text{m}$ par exemple ayant la plus grande longueur de plasma à traverser pour arriver sur la caméra à balayage de fente.

On constate que dans nos conditions d'expérience, on peut considérer que l'image expérimentale donnée par la lumière transmise est un bon reflet de la distribution d'intensité dans le plasma, uniquement si le plan d'imagerie se situe au-delà du sommet de densité $z = 0$. Numériquement, à l'intensité moyenne choisie de $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, le diagnostic image relativement correctement la distribution d'intensité pour $z \geq 0 \mu\text{m}$.

¹Cf. paragraphes précédents pour la méthode de calcul

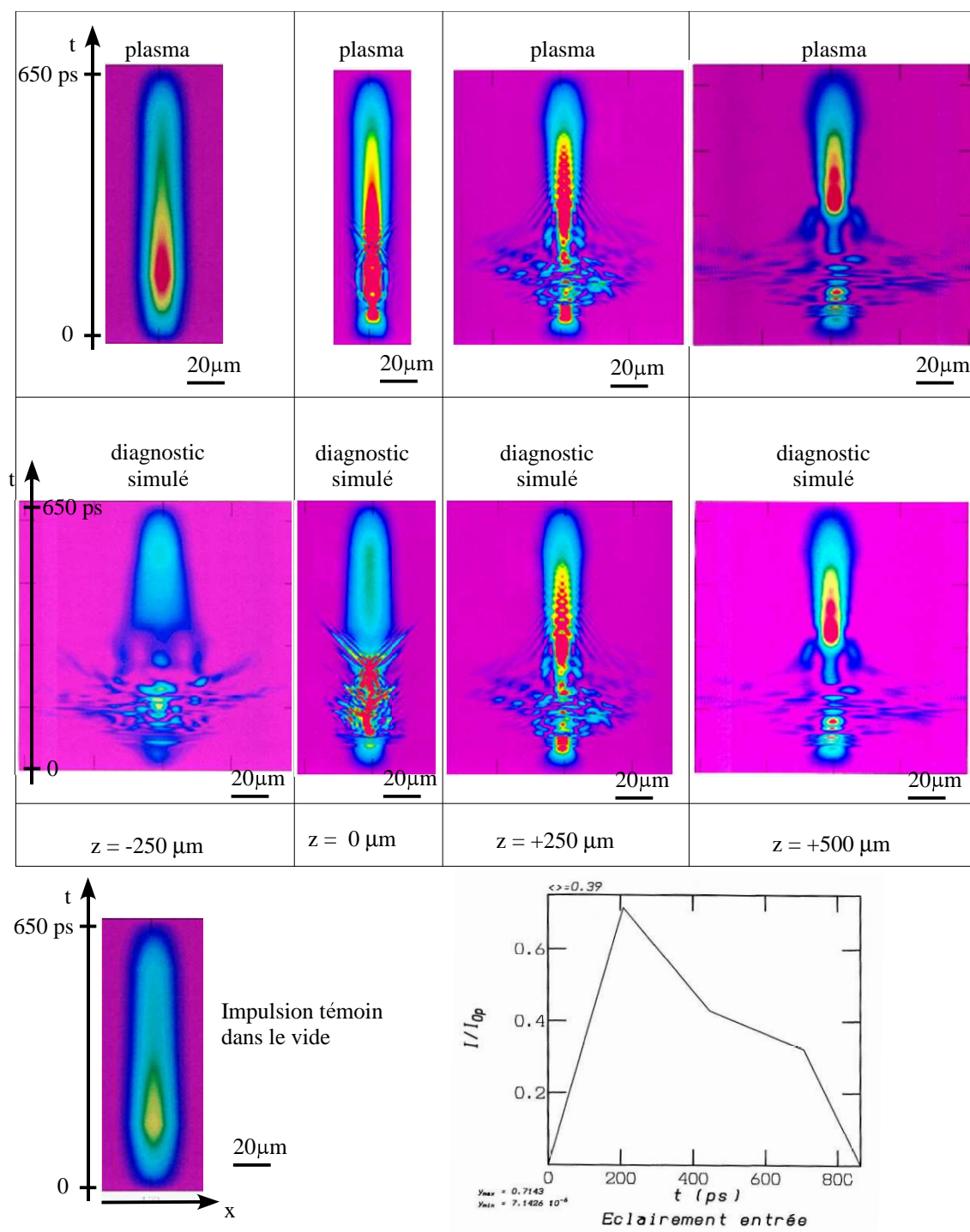


FIG. IV.13: Comparaison des intensités laser en fonction du temps, calculées dans le plasma (images du haut) et au niveau du diagnostic (images du bas) pour différents plans d'observation le long de propagation du faisceau laser ($z = 0$ correspond au milieu du plasma). L'intensité laser est de $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Simulation réalisée à l'aide du code Parax et des diagnostics implémentés.

On peut constater qu'en $z = 0$, l'image donnée par le diagnostic commence juste à différer de la situation dans le plasma. À l'extrême opposé, l'image d'un plan situé de l'autre côté du sommet de densité en $z = -250 \mu\text{m}$ montre que les résultats expérimentaux ne reflètent aucunement la situation à l'intérieur du plasma. C'est l'effet de propagation non-linéaire que nous avons décrit qualitativement dans les paragraphes précédents qui se manifeste.

Les simulations effectuées à la densité de plasma de l'expérience, décroissante avec le temps et rappelée dans l'expression III.81 page 89, montrent une concordance excellente entre l'image expérimentale donnée par la lumière transmise et la distribution d'intensité dans le plasma, dès que $z > 0$.

Pour les densités de plasma expérimentales (III.81 page 89), l'image obtenue sur le diagnostic concorde à nouveau avec la distribution d'intensité dans le plasma dès que $z > 0$.

IV.D. Simulations préliminaires à l'expérience

IV.D.1 Introduction

Le code de simulation Parax du CEA/DAM, présenté dans la partie III, est un code de propagation laser paraxiale, couplée à une hydrodynamique calculée « par tranches » i.e. des vitesses de plasma uniquement contenues dans des plans orthogonaux à l'axe optique de propagation du laser. Parax est particulièrement bien adapté à l'étude de la transmission du point chaud isolé, je l'ai beaucoup utilisé pour la compréhension des diagnostics d'imagerie que j'y ai implanté numériquement.

J'ai réalisé des simulations à des intensités inférieures à $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$, dans la mesure où c'est le module d'hydrodynamique linéarisée (modèle ondulatoire) qui permettait des temps de calculs moindres, et où l'autofocalisation expulsant d'autant plus violemment le plasma qu'elle est intense, les écarts relatifs en densité $\delta n/n$ deviennent rapidement trop importants.

Cette limitation n'est pas du tout rédhibitoire dans la mesure où les autres codes de simulation fluide, même lorsqu'ils traitent en détail l'hydrodynamique non linéaire, se mettent également souvent en erreur lorsque l'autofocalisation est trop intense. Il y a en général un compromis à trouver entre finesse du maillage (et donc des temps de calcul allongés) et intensité laser simulée.

IV.D.2 simulation à $I = 10^{13}$ W/cm²

Dans toute la suite, nous ordonnons les images de simulation par leurs axes. Nous avons choisi de nommer z l'axe de propagation du laser (ainsi que dans la partie II page 17), x et y étant les axes de tout plan transverse à l'axe optique. Ainsi, les images obtenues expérimentalement avec les caméras 2D à temps de pose court (GOI) sont des images (x, y) dans le code, les images d'une ligne de plasma en fonction du temps (streak) sont des images (x, t) . Nous présentons ici en particulier des images (x, z) inaccessibles à l'expérience.

Représentation (x, z)

Comme nous l'avons expliqué précédemment, il n'est pas possible d'avoir accès à la répartition d'éclairement en coordonnées (x, z) . Les images de la figure IV.14 page ci-contre montrent les résultats d'une simulation à intensité moyenne dans le point chaud dans le vide de 10^{13} W/cm². La forme temporelle de l'impulsion laser modélise au plus près celle de l'expérience, elle est donnée figure III.6 page 91. Le plasma possède une hydrodynamique globale (Cf. partie III), et une hydrodynamique locale linéaire, le terme de force pondéromotrice tenant compte du transport non local de chaleur ; l'absorption est prise en compte via le bremsstrahlung inverse.

Ces images sont à rapprocher de la situation décrite dans le paragraphe expérimental sur l'instabilité de filament, en particulier l'image supérieure gauche de la figure VI.2 page 164. Cette image montrait le relevé (x, t) expérimental. Le pincement dû à l'autofocalisation très faible commence ainsi juste à se faire sentir à cet éclairement laser. Sur l'image streak expérimentale, on voit qu'il existe un tout

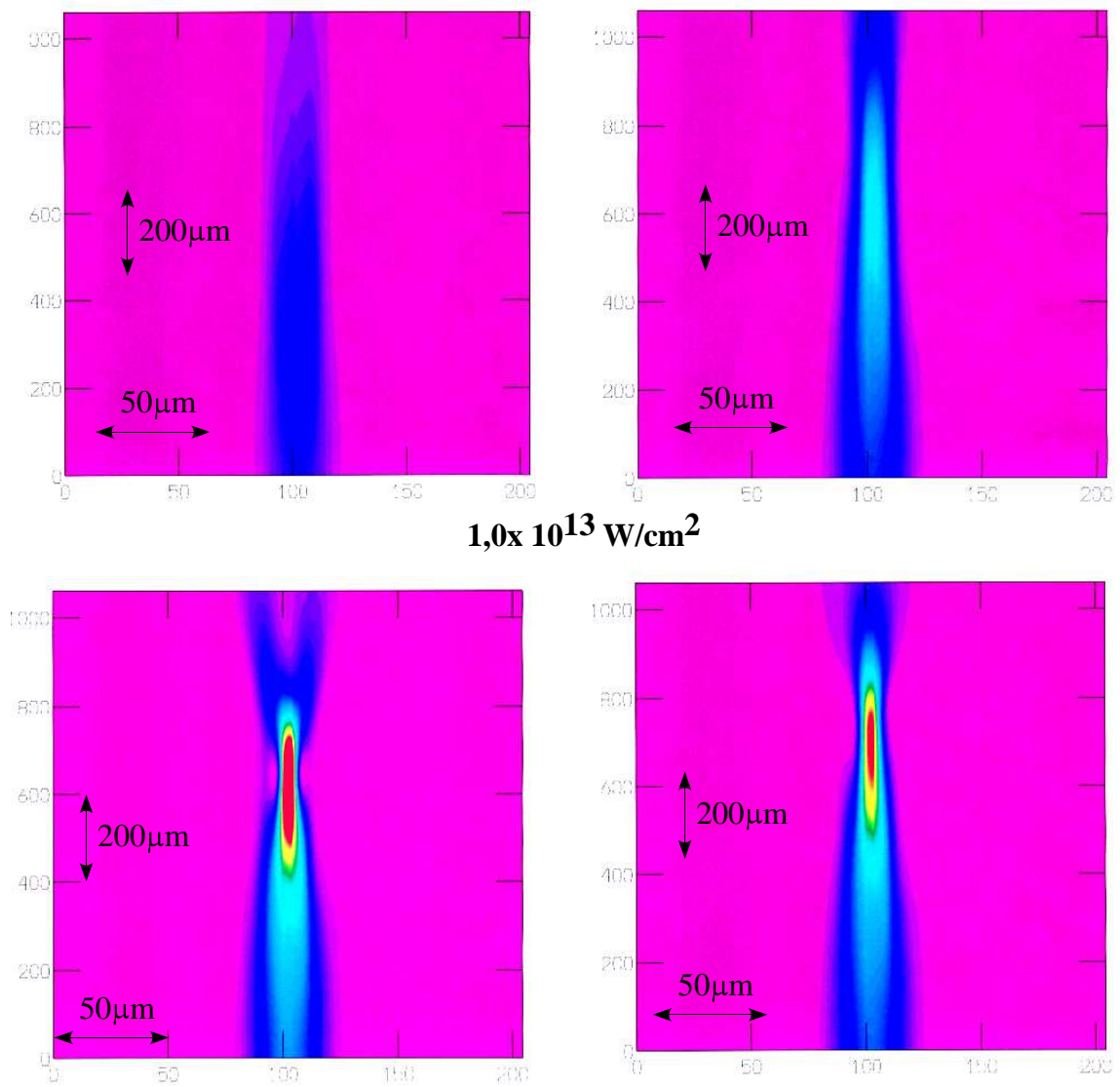


FIG. IV.14: Images (x, z) de la distribution d'intensité laser dans le plasma, pour une intensité moyenne dans le vide de 10^{13} W/cm^2 . La forme temporelle de l'impulsion laser modélise celle de l'expérience, elle est donnée figure III.6 page 91. De gauche à droite et de haut en bas, l'instant dans l'impulsion est $t = 72 \text{ ps}$, $t = 144 \text{ ps}$, $t = 216 \text{ ps}$, $t = 288 \text{ ps}$.

début de non-linéarité dans la mesure où le filament sort tout juste de la ligne de plasma observée en fin d'impulsion.

Représentation (x, y)

Nous donnons maintenant figure IV.15 page suivante une image simulée associée à la simulation décrite dans le paragraphe précédent, correspondant à l'imagerie transverse bidimensionnelle obtenue à l'aide des caméras à temps de pose court. Nous avons choisi l'image instantanée dans le plasma calculée au maximum d'éclairement laser ($t = 216$ ps). Nous avons choisi a dessein l'intensité 10^{13} W/cm² car elle permet d'observer un phénomène d'autofocalisation « doux ». En effet le seuil pondéromoteur à la densité maximale choisie $n_e = 0,23n_c$ vaut environ 2×10^{13} W/cm² (Cf III.3 page 66). L'image instantanée de la distribution d'intensité sur le diagnostic est plus large dans ce cas précis que l'image moyennée résultant de la propagation simulée à travers le diagnostic d'imagerie (sélection des vecteurs d'onde acceptés par la lentille de collection en champ proche, et effet de moyenne). Cela traduit le fait que l'autofocalisation ne se produit que tardivement, peu de temps avant l'instant $t = 216$ ps, de sorte que les images qui ont le plus de poids dans la moyenne temporelle de l'image de droite sont celles d'un faisceau de faible diamètre. Le lien entre image instantanée dans le plasma et sur diagnostic n'est donc pas toujours intuitive, et dépend fortement de l'histoire du faisceau.

Taux de transmission de la puissance

On donne sur la figure IV.16 page suivante le taux de transmission de la puissance laser, en fonction de la profondeur dans le plasma. Ce taux a été calculé au maximum de l'impulsion laser. On constate une valeur de transmission égale à 38% en sortie de plasma, en accord avec les observations expérimentales, que nous avons établies à 40% (Cf. paragraphe VI.A.2.b page 184 et figure des taux de transmission expérimentaux VI.13 page 185.).

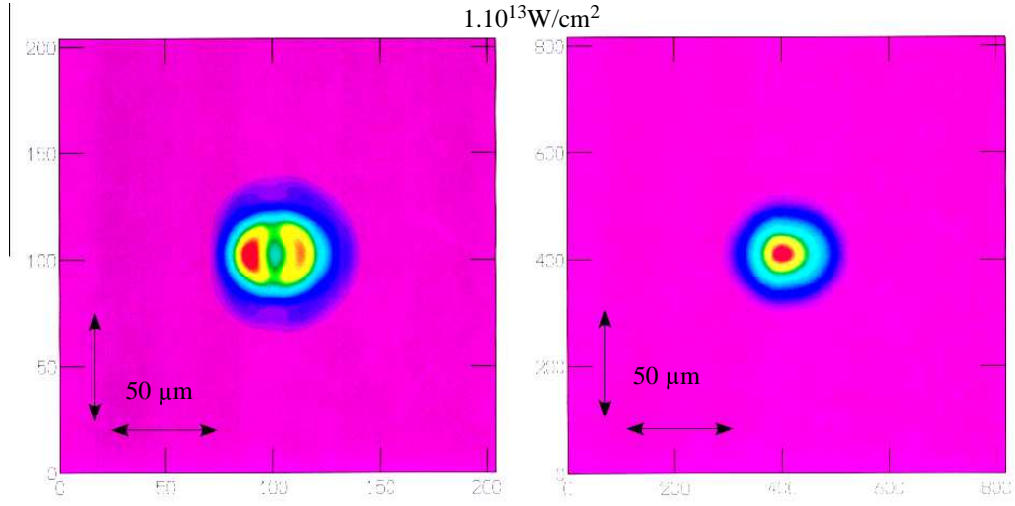


FIG. IV.15: Image (x,y) de la distribution transverse d'intensité laser en sortie de la boîte de simulation (=sortie de plasma). L'image de gauche est une image instantanée (à laquelle l'expérience ne donne pas accès, l'image de droite est l'image obtenue grâce à la simulation du diagnostic d'imagerie. L'image instantanée est calculée en $t = 216$ ps, et l'image moyennée l'est sur les 120 ps précédentes.

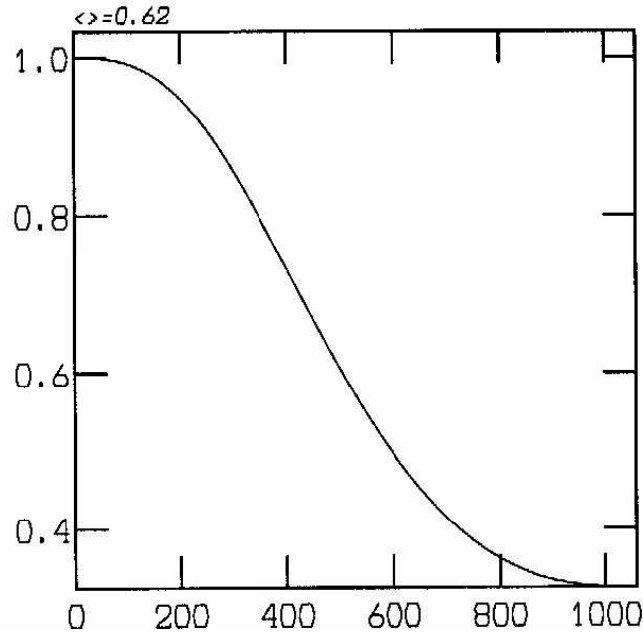


FIG. IV.16: Taux de transmission de la lumière laser en fonction de la profondeur dans le plasma (microns), au maximum de l'impulsion laser. L'échelle verticale correspond à un taux de transmission, c'est à dire que la valeur 1 signifie 100% de transmission

IV.D.3 simulation à $I = 3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$

On donne figure IV.17 la distribution d'intensité dans le plasma dans les conditions exactes où nous en avons fait l'observation expérimentale, pour l'intensité moyenne du point chaud isolé dans le vide égale à $3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

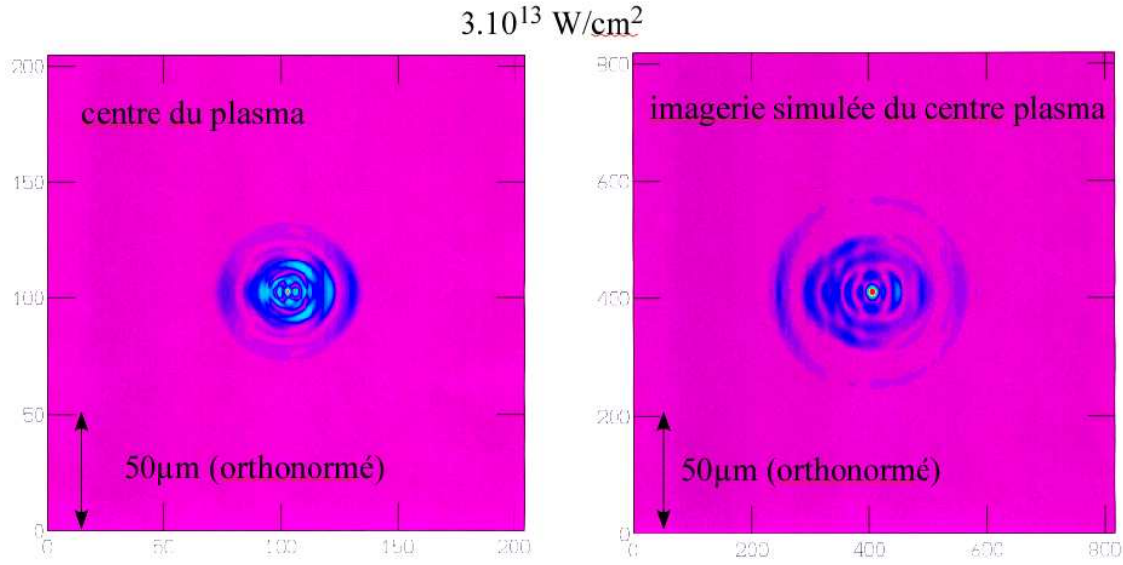


FIG. IV.17: Distribution transverse d'intensité au centre du plasma. À gauche, intensité réelle, à droite, intensité observée sur le diagnostic d'imagerie. L'image instantanée est calculée en $t = 216 \text{ ps}$, et l'image moyennée l'est sur les 120 ps précédentes.

On constate, malgré l'augmentation relative d'intensité lumineuse faible par rapport à la simulation du paragraphe précédent, un fort éclatement du faisceau en transmission, et ce dès le plan d'observation $z = 0$ centre du plasma.

IV.D.4 simulation à $I = 6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$

en augmentant l'intensité à $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, on obtient au centre du plasma la distribution d'intensité instantanée représentée figure IV.18 page suivante. L'éclatement du faisceau est important, et on voit apparaître des points chauds secondaires. La dissymétrie de la tache obtenue est conditionnée par le bruit de densité initial présent dans le plasma.

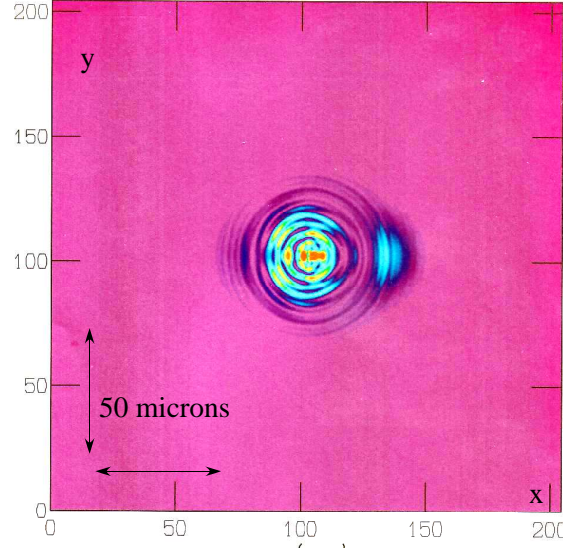


FIG. IV.18: Distribution transverse d'intensité instantanée dans le plasma (x, y) en $z = 0$ au centre du plasma. La non-symétrie de la tache est induite par la présence d'un bruit de densité de départ.

Temporellement, si l'on compare l'éclairement en fonction du temps en entrée et en sortie de plasma, on voit apparaître, en plus d'une modulation de la largeur spatiale du faisceau, un effet de clignotement (« flicker ») sur l'éclairement de sortie, visible sur la figure IV.19.

Les images streak simulées, dans le plasma et sur le diagnostic, ont été données à $I = 6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ sur la figure IV.13 page 120.

Sur la figure IV.20 page 129 on donne l'éclairement $I(x, z)$ calculé dans le plasma à différents instants au cours de l'impulsion (non accessible à l'expérience). On constate que l'éclatement du faisceau est important, avec des angles d'émission par rapport à la direction incidente compris entre 0° et 15° . Ces inclinaisons correspondent à un nombre d'ouverture $\# = 2$. Ce nombre a été dimensionnant pour les expériences : de sorte à perdre un minimum de la lumière émise par le plasma, nous avons placé une lentille de collection de nombre d'ouverture le plus faible possible, en pratique $\# = 2,5$. Ceci a impliqué le changement fréquent de cette lentille, très rapidement détruite par la lumière diffusée (souvent très intense car filamentée) par le plasma. Les mesures de pourcentage de transmission par cette lentille suivant

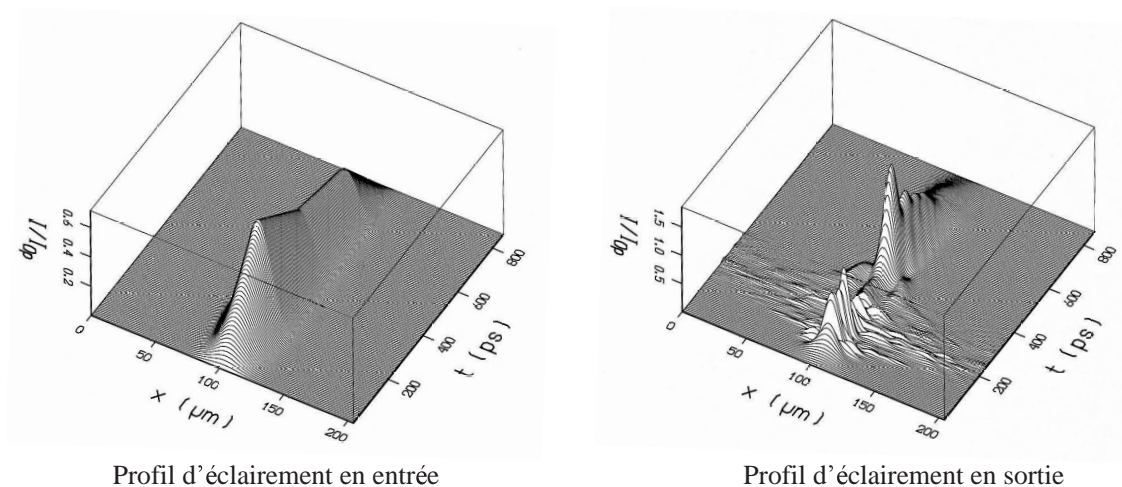


FIG. IV.19: Éclairement en entrée (gauche) et en sortie (droite) de boîte de simulation, en coordonnées (x, t) .

l'angle de collection, exposées au paragraphe VI.A.2.a page 181, confirment l'ordre de grandeur donné par ces simulations (ceci n'est pas évident dans la mesure où à de forts angles par rapport à l'axe de propagation il devient de moins en moins légitime d'utiliser un code paraxial pour la simulation).

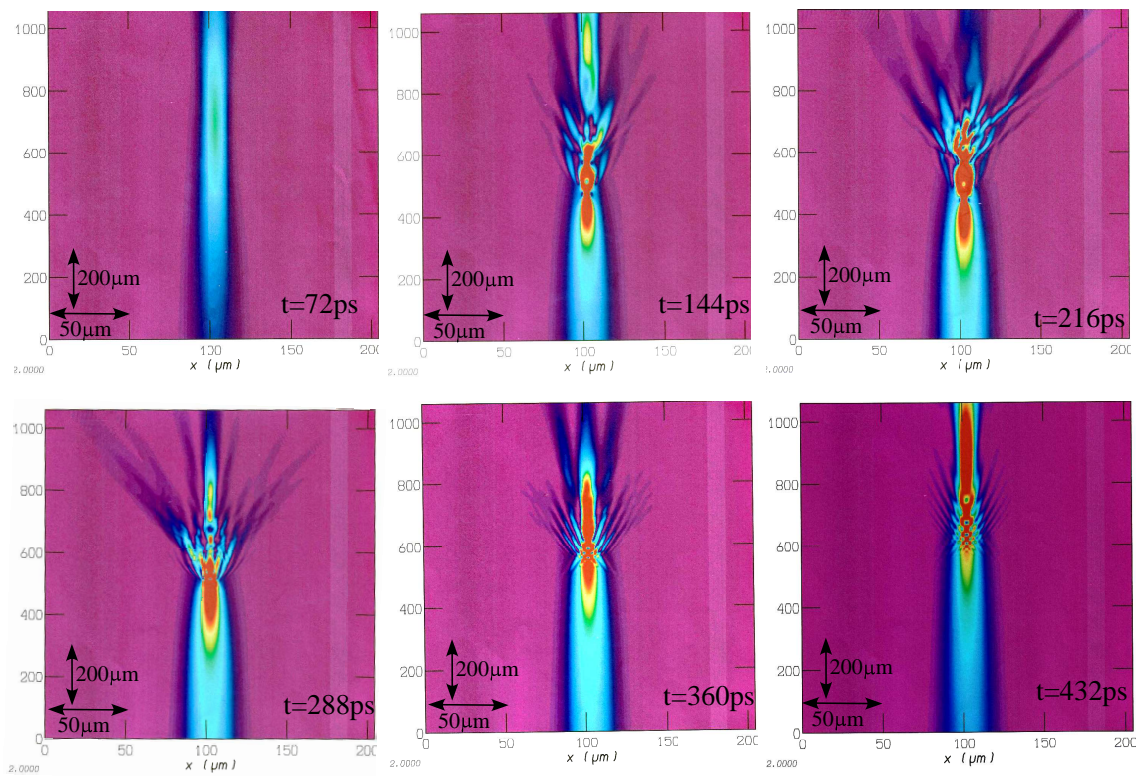


FIG. IV.20: Éclairement $I(x, z)$ calculé dans le plasma à différents instants au cours de l'impulsion (non accessible à l'expérience), dans un plasma standard, à l'éclairement moyen $I = 6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Les instants dans l'impulsion sont relatifs au profil temporel de la figure inférieure droite de IV.13 page 120.

IV.E. Faisceau lissé par lame de phase aléatoire

Nous avons utilisé le code PARAX pour simuler la propagation d'un faisceau lissé dans un plasma identique en tous points à celui des simulations en point chaud isolé (vitesses, densité...), plasma qui approche au mieux le plasma des expériences correspondantes que nous avons réalisées (Cf. § VI.B.3 page 204) et qui ont été utilisée dans la thèse de Heidi Bandulet [42].

Dans le chapitre VI, nous nous concentrerons sur des expériences en point chaud isolé. Cependant, nous avons réalisé un nombre de tirs lasers comparables (plusieurs centaines) en lissant le faisceau à l'aide d'une lame de phase aléatoire (Random phase plate RPP). Les faisceaux étant naturellement plus lissés par définition dans une tache focale de RPP, il est important de comprendre dans quelle mesure les effets de diagnostic et de moyenne peuvent avoir un effet artificiel de « lissage » supplémentaire sur les images expérimentales.

IV.E.1 Influence de la réfraction non-linéaire sur la distribution d'intensité du champ lointain

De la même manière que nous avons étudié l'influence sur l'image obtenue des distributions transverses d'intensité :

- de la propagation non linéaire dans le plasma,
- de la sélection en vecteurs d'ondes de la lumière diffusée imposée par la lentille de reprise du champ proche,
- de l'effet de moyenne du diagnostic

nous nous intéressons ici à la comparaison de la distribution d'intensité (x, t) calculée avec Parax dans le plasma et sur le détecteur, la caméra à balayage de fente en l'occurrence (Cf figure IV.21). Le calcul a été fait pour deux différents plans imagés du plasma, en $z = -250 \mu\text{m}$, et en $z = +250 \mu\text{m}$ (Cf. explication figure IV.10 pour la position de ces plans). L'intensité moyenne dans la tache focale a été choisie à $2,5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, ce qui est au-dessus du seuil de filamentation.

Là encore la propagation non linéaire importante pour le plan $z = -250 \mu\text{m}$ implique une grande différence entre l'image donnée par l'expérience, et la distribution réelle d'intensité dans le plasma.

L'éclatement global du faisceau ne se produit que plus loin dans le plasma ($z = +250 \mu\text{m}$) sur l'image (c), et l'on constate que cet éclatement global est limité aux temps où l'impulsion laser est maximale en intensité (Cf forme temporelle de l'impulsion III.6 page 91).

En conséquence de la filamentation qui se produit pour chacun des points chauds les plus intenses de la distribution, le nombre total de points chauds augmente, et leur taille individuelle diminue du fait de l'autofocalisation.

Lorsque l'intensité décroît à nouveau, le profil retrouve la forme de la distribution dans le vide.

Cette observation est bien confirmée par l'image simulée du diagnostic expérimental (d), le fait d'utiliser des faisceaux lissés ne change donc pas les capacités du diagnostic d'imagerie.

IV.E.2 Images bidimensionnelles du champ lointain

Sur la figure IV.22 page 134 nous comparons quatre images de la distribution d'intensité calculées au centre du plasma ($z = 0$), 215 ps après le sommet de l'impulsion laser. Les figures (a) et (b) ne comportent pas d'intégration temporelle, contrairement aux images (c) et (d).

Dans les figures (a) et (b), on observe une très forte fragmentation à cause de l'autofocalisation. Le diamètre caractéristique des points chauds est très petit en comparaison de ce qu'il serait dans le vide.

Dans la figure (b) on observe dans le plan du diagnostic une *coalescence* des speckles, qui vient de l'effet de propagation non linéaire, mais qui n'est pas le reflet d'un phénomène réel dans le plasma.

Les images moyennées (c) et (d) sont beaucoup plus « douces » que les images instantanées. Les filaments non-stationnaires à cause de l'instabilité de filament,

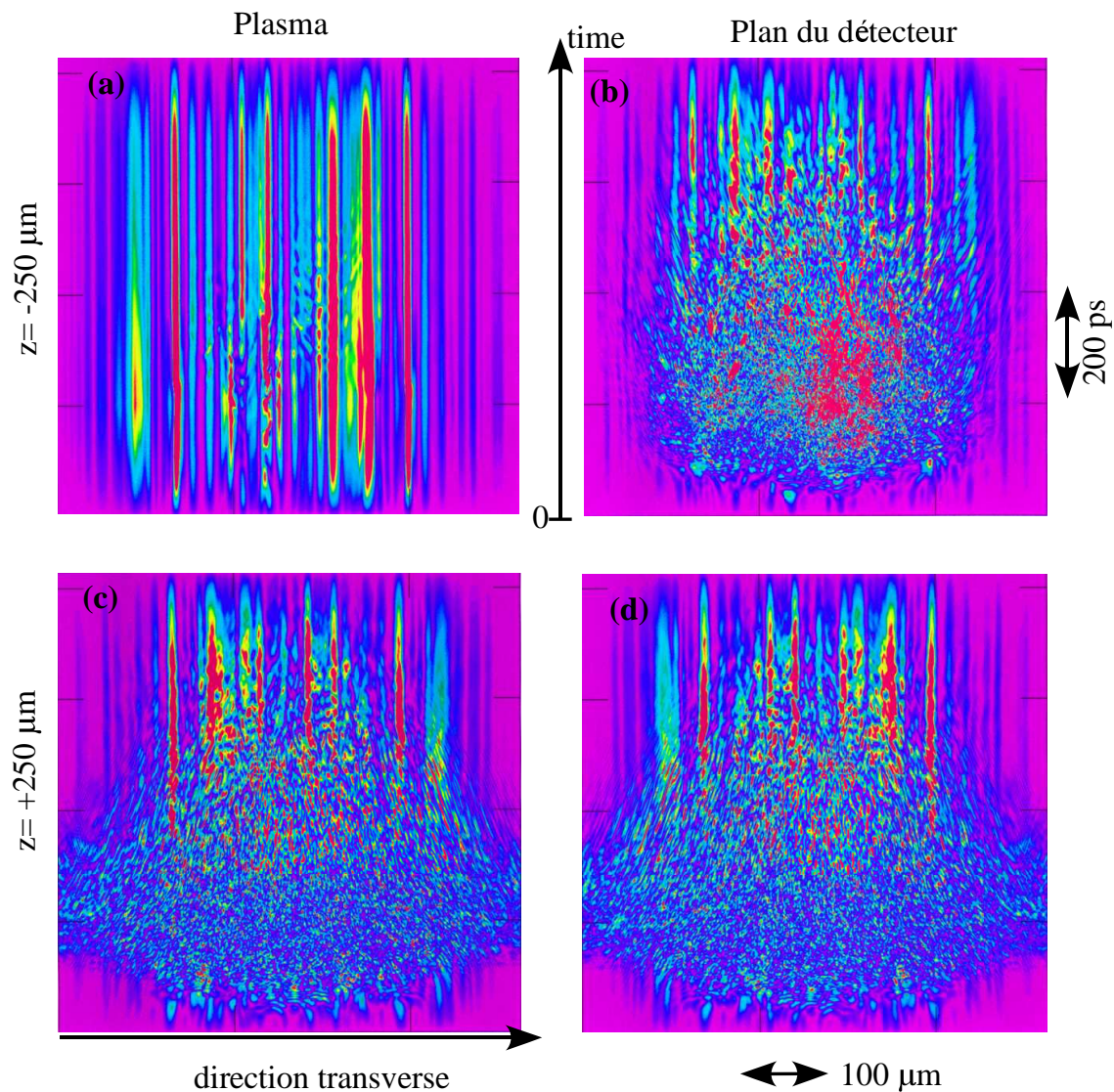


FIG. IV.21: Distribution d'intensité en fonction du temps, calculée dans le plasma (gauche) et sur le diagnostic (droite). Les images du haut sont relatives à un plan d'observation situé en amont du plasma ($z = -250 \mu\text{m}$), et celles du bas à un plan d'observation en aval du plasma ($z = +250 \mu\text{m}$). La couleur rouge correspond aux plus hautes intensités dans l'image, s'élevant à $3,5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

subissent un mouvement notable. Ce phénomène, moyenné sur 120 ps explique la réduction de contraste constatée dans les images classiques d'imagerie de taches RPP.

Ces observations démontrent l'importance d'inclure la simulation des diagnostics dans les codes pour interpréter valablement les expériences notamment en faisceau lissé[117] : il s'agit de ne pas injustement attribuer un auto-lissage plasma à un simple effet de diagnostic.

IV.F. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de montrer la définition transverse submicronique $(0, 4\mu m)$ atteinte par le diagnostic d'imagerie que nous avons mis en place.

Nous avons défini une méthode systématique de réglage du plan imagé dans le plasma, à une précision de $15 \mu m$.

Les simulations numériques nous ont permis de prévoir que l'image fournie par le diagnostic expérimental d'imagerie du champ lointain en transmission reste pertinente dans nos conditions dès lors que le plan imagé se situe en $z \geq 0$. Nous devons garder à l'esprit que l'intégration temporelle des diagnostics expérimentaux réduit artificiellement le contraste des images, et ne doit pas être assimilée à de l'incohérence induite par plasma (que nous étudierons dans le cadre de l'instabilité de filament au chapitre VI). Le temps d'intégration des GOI n'est en effet pas du tout négligeable devant le temps de transit acoustique sur la largeur à mi-hauteur des points chauds.

Enfin, l'examen des coupes simulées $I(x, z)$ inaccessibles à l'expérience a montré que l'éclatement du faisceau est important, et nécessite des ouvertures de lentille de collection de nombre d'ouverture $\# \approx 2$.

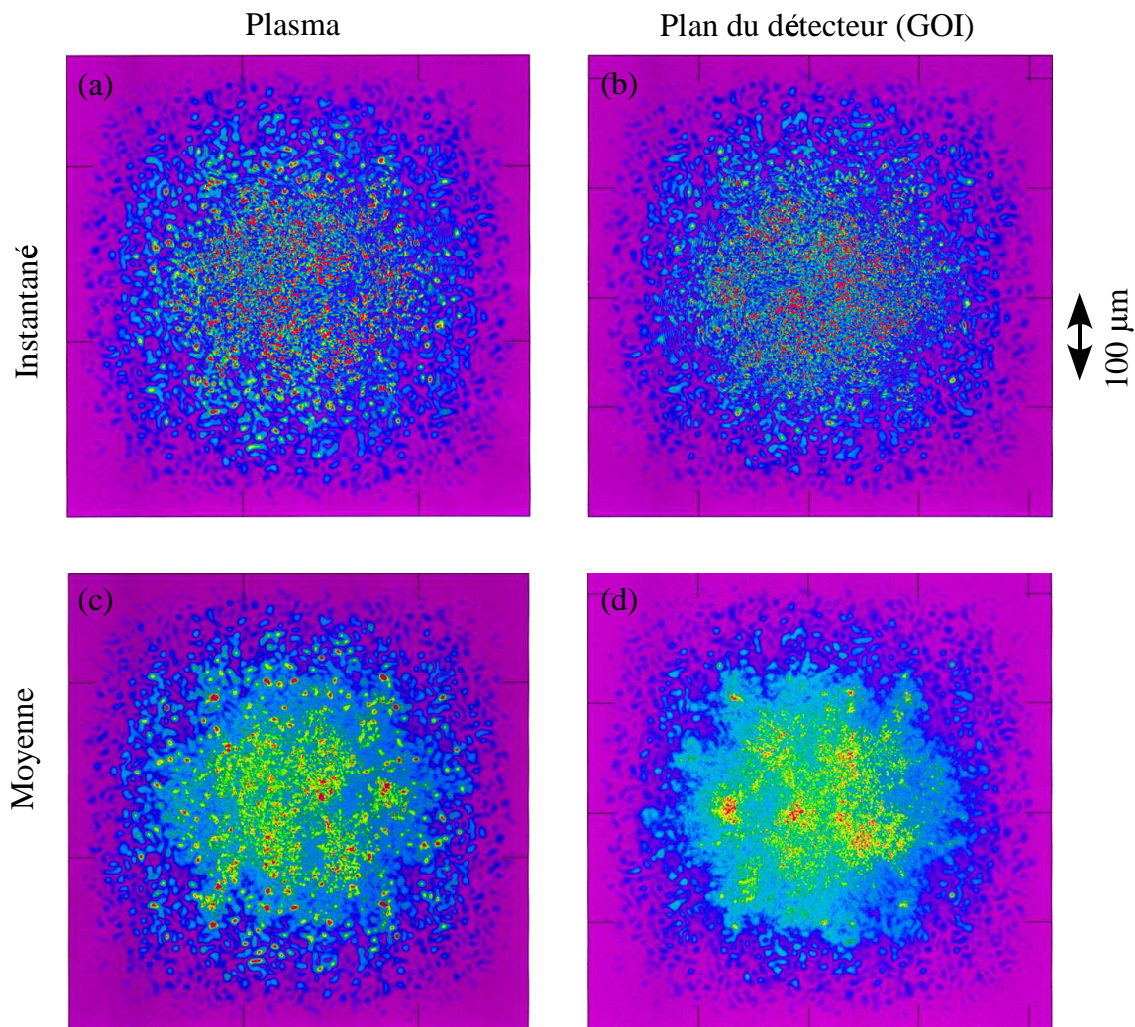


FIG. IV.22: Distribution d'intensité dans un plan transverse dans le cas d'un faisceau lissé par lame de phase aléatoire, 215 ps après le sommet de l'impulsion laser. (a) et (b) comparent les images du champ lointain à l'intérieur du plasma et simulées au niveau du plan du détecteur, avec une intégration temporelle de 1 ps (images "instantanées"). Sur (c) et (d) l'intensité est intégrée sur 120 ps respectivement dans le plasma et dans le plan du détecteur. La couleur rouge correspond aux plus hautes intensités dans l'image, s'élevant à $4,4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$.

Chapitre V

Production et caractérisation d'un point chaud isolé

Sommaire

V.A.	Présentation	136
V.B.	Filtrage spatial	136
V.C.	Correction active de front d'onde à l'aide d'un miroir déformable	137
V.D.	IDTL	139
V.D.1	Senseur de Hartmann et Shack	141
V.D.2	Principe de fonctionnement de l'IDTL	143
V.E.	Mise au point itérative de la production du point chaud à l'aide de la boucle d'optique adaptative	146
V.F.	Sélection de front d'onde : apodisation	147
V.G.	Caractérisation des points chauds isolés obtenus	148
V.G.1	Point chaud isolé obtenu avec le miroir déformable	148
V.G.2	Point chaud isolé obtenu par apodisation	151
V.H.	Conclusion	153

V.A. Présentation

L'obtention d'une tache focale limitée par la diffraction, décrite au paragraphe II.D. page 41, est très difficile pour un laser de forte énergie. Historiquement, l'impossibilité d'obtenir une tache focale maîtrisée et reproductible pour les expériences d'interaction laser-plasma a été une des raisons de l'introduction des lames de phase aléatoire (ou random phase plates). Toutes les expériences sur le LMJ et le NIF sont prévues pour l'instant avec l'utilisation de telles lames de phase aléatoire.

La thèse décrite dans ces pages a été motivée par les avancées récentes en matière d'optique adaptative pour les grands lasers. D'autres thèses, dont l'objet est spécifiquement le développement de techniques de correction sont d'ailleurs en cours.

Plusieurs dispositifs ont été installés tout au long de la chaîne laser, afin de garantir l'obtention finale du point chaud isolé.

- filtrage spatial
- tubage (Cf. paragraphe précédent)
- optiques corrigées de haute qualité (Cf. paragraphe précédent)
- miroir déformable avec boucle d'optique adaptative, ou apodiseur.

V.B. Filtrage spatial

Afin d'éliminer autant que possible les hautes fréquences spatiales du faisceau, des filtres spatiaux ont été installés dans la chaîne laser amplificatrice par les laséristes. Pour augmenter progressivement le diamètre du faisceau jusqu'à la valeur finale de 90 mm, on utilise des dispositifs afocaux (Cf. II.2 page 20). Dans la zone de convergence des afocaux, on dispose de la transformée de Fourier du champ proche. L'élimination de ses composantes haute fréquence parasites de longueurs d'onde supérieures à $\Lambda_{\text{parasite}}$ est donc réalisable simplement en insérant un masque (trou de filtrage) dans le plan de Fourier de l'afocal (distance focale f), de rayon r , qui ne laisse passer que le champ intérieur à un disque de diamètre

$$r < \frac{\lambda f}{\Lambda_{\text{parasite}}}$$

. Au fur et à mesure de l'amplification du faisceau, le champ électrique dans les plans de Fourier des afocaux devient rapidement supérieur au champ disruptif de l'air ; le claquage (et donc la forte dégradation du faisceau qui en résulte) doit absolument être évité. Les trous de filtrage sont alors placés sous vide.

V.C. Correction active de front d'onde à l'aide d'un miroir déformable

Le principe consiste à faire subir au faisceau aberré une réflexion sur le miroir préalablement commandé de sorte à *compenser* les aberrations du faisceau. J'ai choisi de placer le miroir déformable le plus près possible du doublet de focalisation, de sorte à pouvoir corriger un maximum des aberrations survenues au cours de la propagation du laser jusqu'à l'enceinte à vide.

Cependant, tous les diagnostics examinant la rétrodiffusion (Diode de mesure de la réflectivité Brillouin, Diode de mesure de la réflectivité Raman, imagerie de la diffusion Brillouin stimulée) *ont été placés après le miroir déformable*, de sorte à conserver intactes les ondes rétrodiffusées. On donne figure V.1 page suivante le schéma du montage adopté : le faisceau laser est envoyé sur le miroir déformable, commandé par les données issues du dispositif de mesure de phase, l'interféromètre à décalage trilatéral (IDTL étudié dans le paragraphe V.D.). Le faisceau, en se réfléchissant sur le miroir déformable, voit sa phase corrigée et présente dès lors, si la correction est bien réglée, un front d'onde quasiment plan.

La figure V.2 indique la répartition des électrodes du miroir déformable que nous avons utilisé. Les pointillés délimitent le diamètre total du faisceau (rayon d'hypergaussienne $r_0 = 85$ mm), et le diamètre d'un diaphragme de 30 mm utilisé dans la méthode de correction de tache focale par diaphragme (Cf. partie V.F. page 147). Ce miroir est commandé par 30 actionneurs répartis sur trois couronnes, via une interface mise au point au LULI [118].

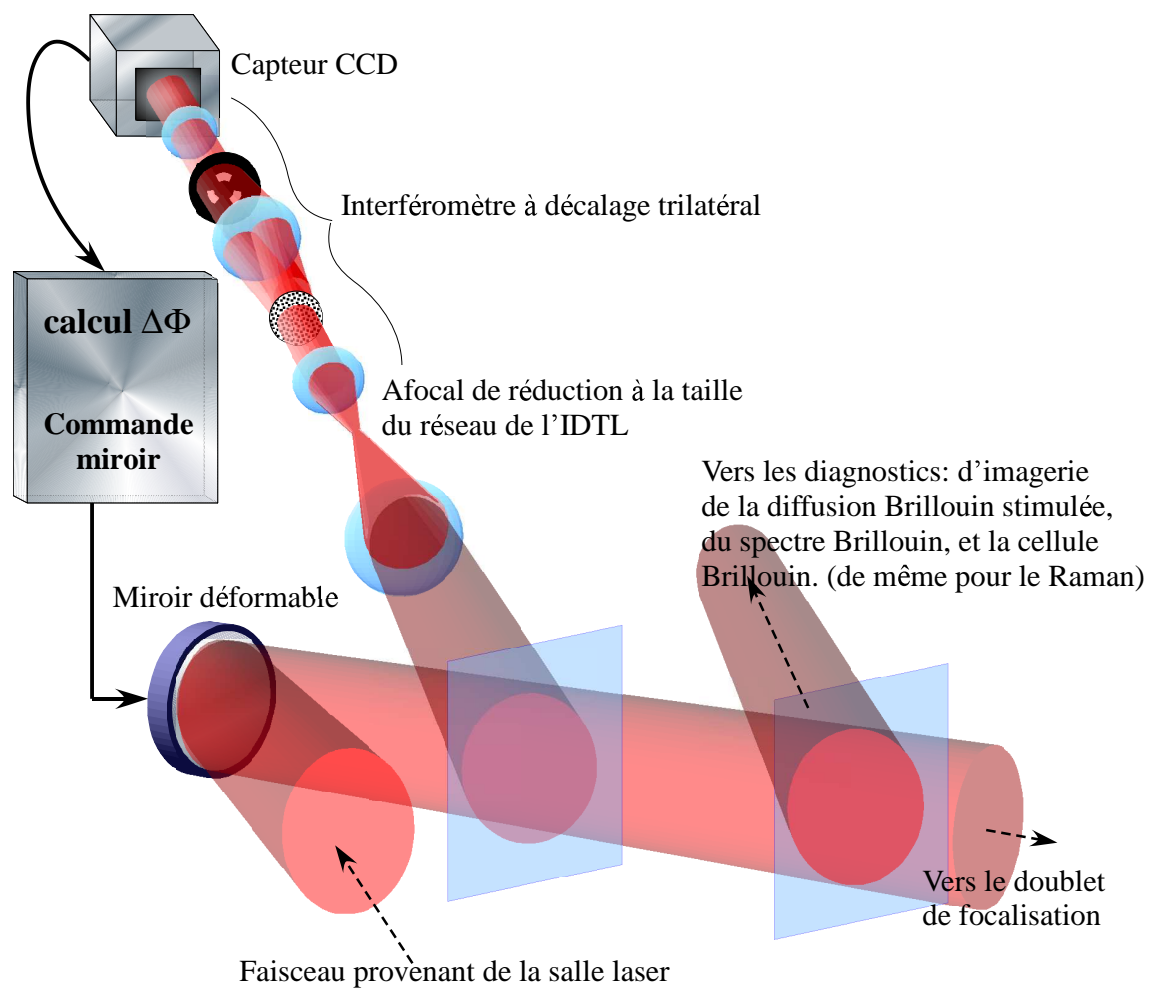


FIG. V.1: Boucle d'optique adaptative insérée pour corriger le faisceau d'interaction.

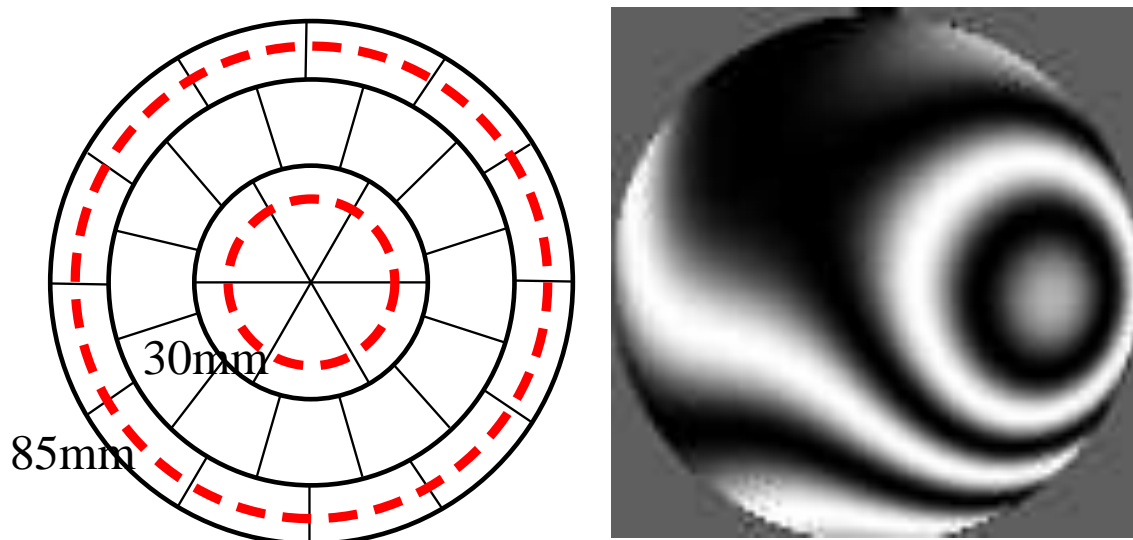


FIG. V.2: Électrodes du miroir déformable (gauche), et exemple de carte de déphasage obtenue en appliquant 100 V à une des électrodes (droite).

V.D. Mesure de front d'onde sur l'installation six faisceaux : interférométrie à décalage

La commande du miroir déformable nécessite ainsi une *mesure* du faisceau aberré. Nous avons choisi la méthode utilisant un interféromètre à trois ondes, désigné dans la suite sous l'appellation *interféromètre à décalage trilatéral* (IDTL). Nous nous sommes appuyés pour le choix de cet interféromètre sur l'étude théorique et expérimentale de principe de J. Primot et L. Sogno [119] et l'étude de faisabilité de J.-C. Chanteloup [120] pour le contrôle de la phase d'un faisceau laser de puissance.

Les interféromètres à décalage multilatéral ont été développés durant la dernière décennie. Ils ont été conçus dans le but de générer plus de deux répliques d'une onde incidente et ce, dans plusieurs directions différentes. L'interférence de chacun des couples d'ondes décalées est alors traitée séparément afin de donner une dérivée de la surface d'onde selon la direction du décalage. Ainsi, en une seule mesure, ces interféromètres ont la capacité de mesurer, au minimum, les deux dérivées nécessaires au processus de reconstruction.

Nous avons choisi d'utiliser un analyseur à trois ondes développé à l'ONERA, l'interféromètre à décalage tri-latéral (IDTL) ¹ car il présente plusieurs avantages intéressants :

- l'onde interfère avec elle-même, il n'y a pas de nécessité de disposer d'une surface de référence, comme avec l'interféromètre de Twyman et Green. L'avantage supplémentaire est de pouvoir s'affranchir de vibrations éventuelles, l'interféromètre est plus robuste.
- la dynamique de l'interféromètre est ajustable, et non nécessairement limitée à 2π , sans nécessiter d'étape de déroulement de phase.
- le dispositif interférométrique utilisant un réseau de diffraction, il est donc achromatique (Cf. § V.D.2) ; dès lors on a pu effectuer le réglage de l'interféromètre en lumière visible, ce réglage restant valable à la longueur d'onde du faisceau d'interaction 1,053 micron. ² La possibilité d'effectuer les réglages mécaniques et optiques sur une chaîne infrarouge comme celle que nous avons utilisée est un avantage extrêmement appréciable. En effet, il est nécessaire d'utiliser un viseur pour effectuer les réglages dans l'infrarouge. Quelle que soit la qualité de ce viseur, le réglage est incomparablement moins facile qu'un réglage à l'œil en lumière laser visible. ³

¹Un interféromètre à quatre ondes a également été développé, mais il était encore à l'étude lorsque nous avons réalisé nos expériences

²L'achromatisme est plus important dans le cas d'impulsions laser plus courtes que celle de notre expérience. Du fait de la largeur spectrale non nulle de la source lumineuse, un interféromètre classique subit donc un certain brouillage de ses franges. L'achromatisme du dispositif est à malheureusement à tempérer : le réseau de diffraction à notre disposition laissait passer l'ordre zéro ainsi que les ordres supérieurs (*l'IDQL a été amélioré sur ces points (société Phasics)*). Ainsi le filtrage dans le plan de Fourier que l'on doit réaliser ensuite implique l'utilisation d'un afocal... à lentilles, chromatiques par essence.

³Il est important dans ce contexte de rappeler la dangerosité du travail en rayonnement infrarouge : l'œil humain ne possède pas de réflexe palpébral à cette longueur d'onde ; la rétine étant insensible, il est facile de subir de graves dommages sans s'en apercevoir. Des lunettes de protection infrarouge ont donc constamment été utilisées. *Cependant, pour placer l'œil sur le viseur nécessaire à l'observation des spots infrarouges, il est nécessaire d'enlever momentanément ses lunettes de protection...*

- le dispositif est compact.

V.D.1 Senseur de Hartmann et Shack

On présente ici un dispositif plus simple que l'IDTL, également utilisable pour commander le miroir déformable.

Le senseur de Hartmann et Shack est un dispositif très utilisé en optique adaptative pour l'astronomie. J'ai choisi de présenter le principe de ce senseur pour des *raisons didactiques* : son fonctionnement permet d'interpréter géométriquement de manière simple (Cf. figure V.3) au contraire de l'IDTL. Le principe en est cependant identique : en mesurant les décalages d'une matrice de points, à maillage carré lorsque l'onde incidente est plane, on déduit la pente locale de la phase. On remonte à la phase par intégration.

Le senseur de Hartmann et Shack est constitué d'une matrice plane de microlentilles identiques, d'axes optiques parallèles entre eux, et d'un capteur d'éclairement (en général un capteur CCD) placé dans le plan focal des microlentilles.

En l'absence de déformation du front d'onde (i.e. pour un front d'onde plan parallèle à la surface de microlentilles), chaque microlentille focalise le faisceau qui la frappe sur son foyer principal image (traits pointillés sur la figure).

Dans le cas où le front d'onde n'est pas plan, mais qu'on peut malgré tout l'assimiler à son plan tangent au niveau de la lentille concernée, le faisceau focalise à nouveau (aplanétisme approché) dans le plan focal image de la lentille, mais à une position décalée. La mesure de ce décalage permet l'accès à la pente locale du front d'onde dans la direction du décalage.

En pratique, l'approximation consistant à assimiler le front de phase à son plan est possible dès lors que l'on choisit une densité surfacique de microlentilles suffisantes et adaptée au faisceau. Par construction, le dispositif réalise un filtrage spatial passe-bas, et les hautes fréquences éventuellement présentes dans le champ proche peuvent en principe ne pas être détectées.

Notons que ce senseur de front d'onde n'est pas achromatique.

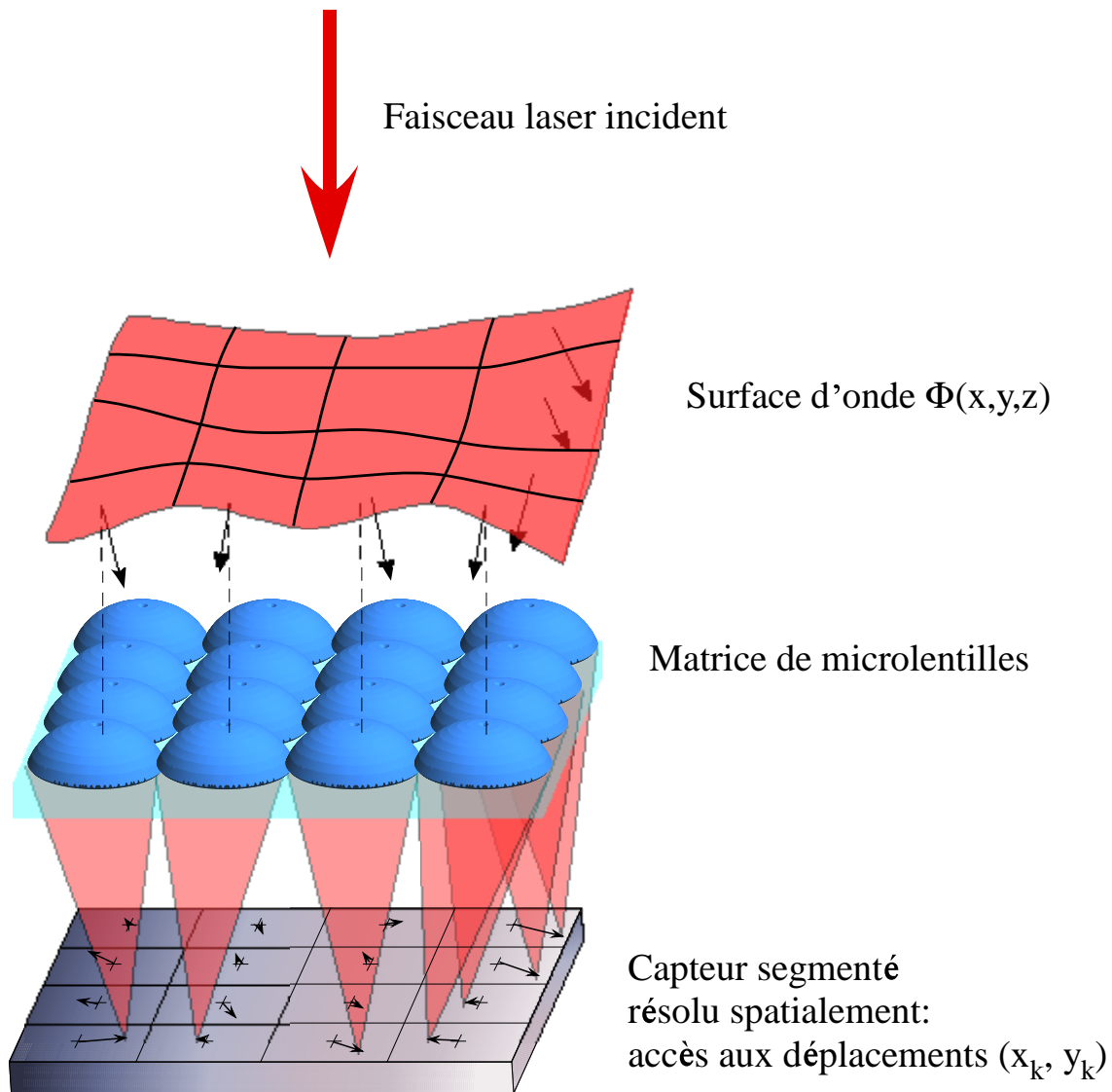


FIG. V.3: Principe du senseur de Hartmann et Shack : vue tridimensionnelle. Le faisceau de chaque microlentille est focalisé sur le capteur en un point dont le déplacement contient l'information d'orientation du front de phase.

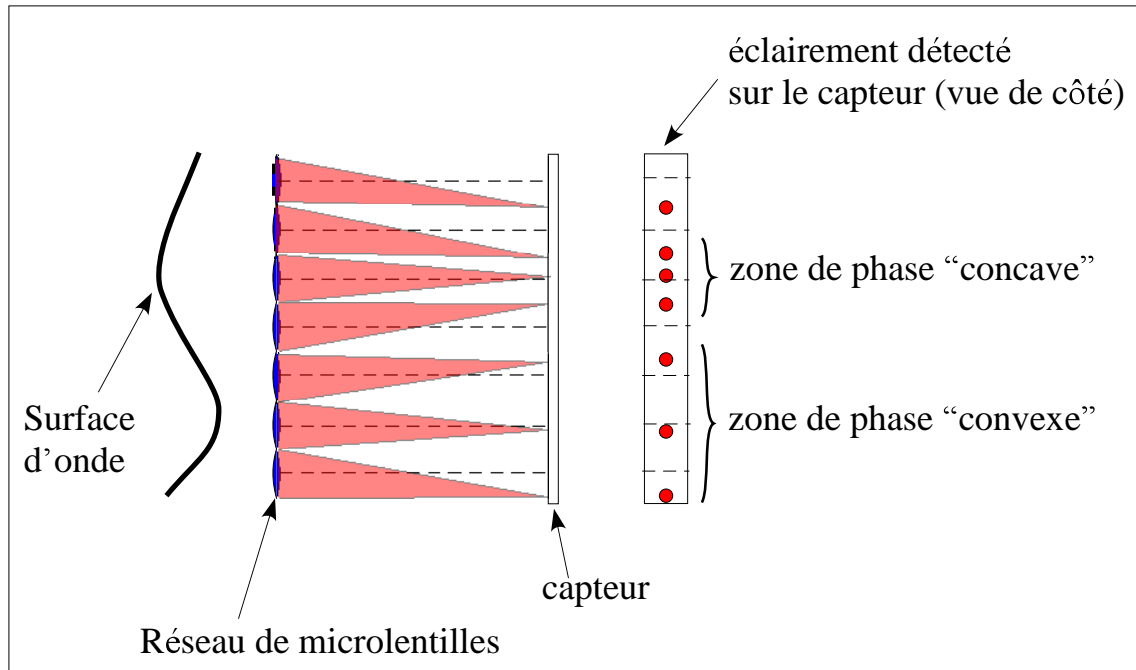


FIG. V.4: Principe du senseur de Hartmann et Shack : vue en coupe d'une colonne de microlentilles

Nous avons vu que l'interprétation géométrique de ce senseur était évidente. On peut également l'interpréter en termes interférentiels. La matrice de microlentilles peut être considérée comme un réseau à deux dimensions perpendiculaires. Si l'on ne tient compte que des ordres un diffractés, on voit que les interférences des ondes diffractées sur la zone de recouvrement produisent une figure d'interférence, qui n'est autre que la distribution des taches focales.

V.D.2 Principe de fonctionnement de l'IDTL

L'IDTL permet de faire interférer le faisceau avec lui-même. Comme le dispositif de Hartmann et Shack, il ne nécessite donc pas de surface de référence. Le principe est celui de l'interférométrie à décalage :

- création d'une réplique de l'onde incidente
- basculement de cette réplique dans la direction selon laquelle on désire mesurer le gradient de la phase

- traitement informatique de la figure d'interférence obtenue dans un plan perpendiculaire à l'axe optique, après propagation, pour remonter à la phase par intégration.

Le schéma du dispositif est représenté sur la figure V.5 page ci-contre. L'IDTL est constitué d'un réseau de diffraction, qui forme trois répliques (à l'ordre un) de l'onde laser incidente. Ces répliques présentent un angle entre elles et interfèrent là où elles se superposent¹.

L'*achromatisme* du dispositif est une propriété « gratuite » à ce stade : l'interfrange d'un interférogramme issu de deux ondes basculées d'un angles α (petit) vaut λ/α , tandis que l'angle de basculement α de l'ordre un par un réseau vérifie $\alpha = \lambda/a$ où a est le pas du réseau. L'interfrange ne dépend donc pas de la longueur d'onde.

Le dispositif afocal interposé entre le réseau et le plan d'observation des interférences permet de passer transitoirement dans l'espace de Fourier, afin d'éliminer par filtrage spatial les ordres supérieurs diffractés par le réseau et qui sont indésirables.

L'interprétation interférométrique du Hartmann Shack permet de comprendre que l'IDTL n'est autre qu'un Hartmann Shack dont la distance focale des microlentilles (et donc la dynamique) serait ajustable. On est en effet libre de choisir la distance du capteur CCD, qui matérialise le plan d'observation des interférences avec l'IDTL. Cette caractéristique entraîne que l'IDTL est ajustable en sensibilité, ce qui lui confère une dynamique de mesure supérieure aux autres systèmes.

¹Originellement, on peut dériver l'idée de principe de l'interféromètre de Michelson en coin d'air (une seule direction mesurée) en utilisant une séparatrice plus évoluée qui réalise une (ou plusieurs) répliques dans d'autres directions, pour mesurer les gradients correspondants.

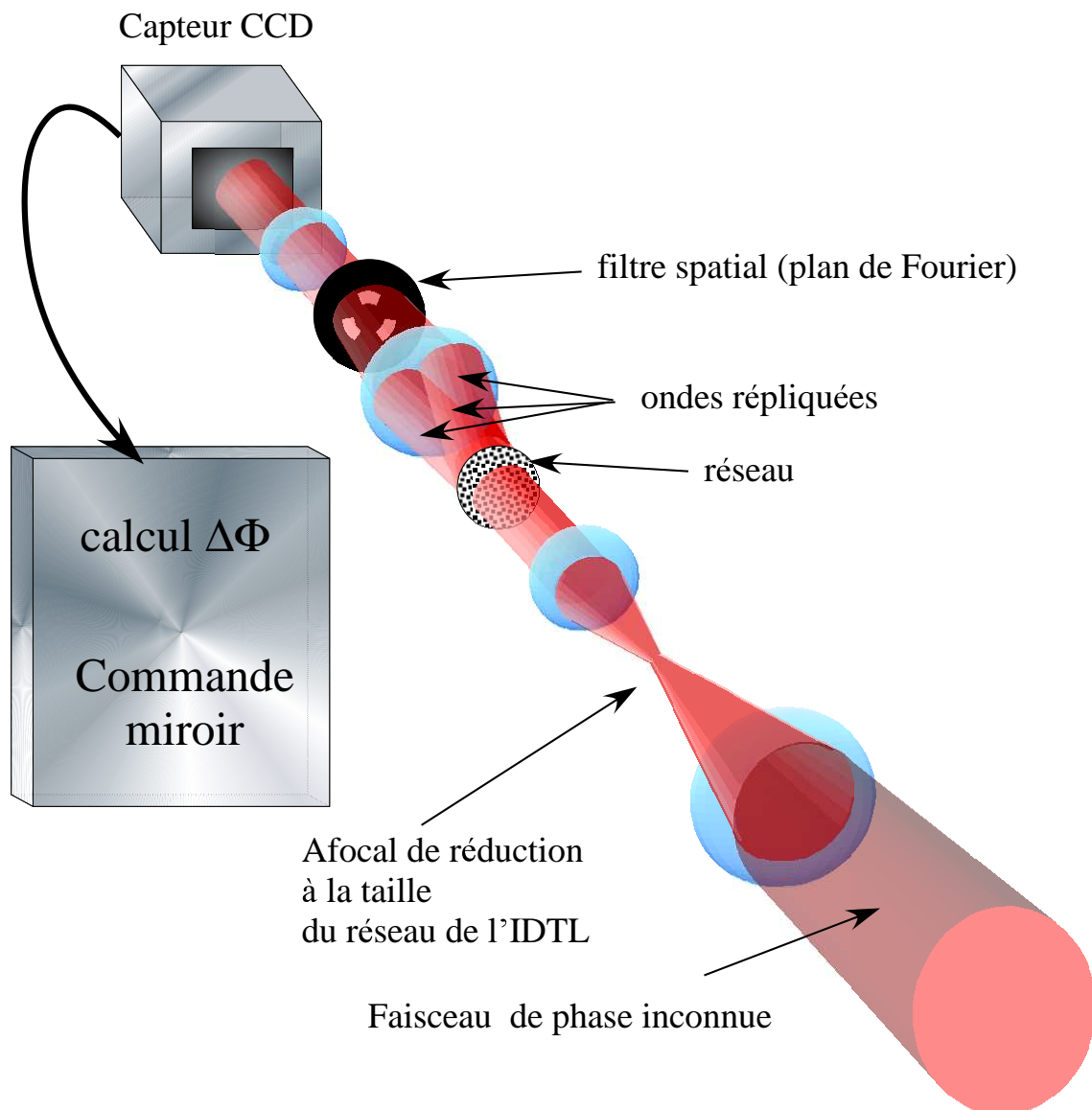


FIG. V.5: Montage optique de l'interféromètre à décalage

V.E. Mise au point itérative de la production du point chaud à l'aide de la boucle d'optique adaptative

On montre sur la figure V.6 les étapes d'évolution de la tache focale au cours du processus bouclé de correction. Le principe est d'effectuer un premier tir de faible énergie (pour modifier au minimum l'état du laser) de sorte à réaliser une mesure du front de phase. À ce stade, la distribution transverse d'intensité mesurée par le diagnostic de transmission est celle donnée sur l'image de gauche. On applique alors, après intégration numérique de la phase, la commande de correction correspondante au miroir déformable, puis on effectue un deuxième tir de faible énergie, la distribution transverse d'intensité ressort plus concentrée, mais pas encore satisfaisante ; une deuxième mesure permet un ajustement du miroir. En itérant le processus, on converge rapidement (moins de cinq tirs) vers le point chaud isolé voulu (image de droite).



FIG. V.6: Taches focales obtenues au cours de corrections successives.

Cette technique permet de focaliser une centaine de Joules dans le pic de diffraction. Les éclaircissements correspondants maximums sont de l'ordre de $7,1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Nous avons utilisé ces éclaircissements pour obtenir les résultats qui ont été présentés dans la thèse de H. Bandulet [42]. En particulier, notre équipe a utilisé le dispositif de correction de la tache focale pour mettre en évidence pour la première fois la décomposition de l'onde Brillouin en sous-harmoniques [39].

On présente au paragraphe V.G.1 page suivante les taches focales que nous avons obtenues avec l'ensemble miroir déformable – IDTL. La tache d'Airy théorique atteignable à l'aide de ce dispositif possède une demi-largeur pied à pied de $7,6 \mu\text{m}$.

V.F. Sélection de front d'onde : apodisation

La mise en place de la technique précédente, relativement délicate, et son maintien opérationnel, ont nécessité plusieurs mois de tests et de mise au point au cours de ma thèse.

En effet, l'objectif premier de mon travail était de réaliser des expériences dans les conditions suivantes :

- tache focale réduite à un point chaud isolé (au plus proche de la limite de diffraction)
- éclairage dans le point chaud en accord avec les simulations que nous avons envisagées ($I \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$)

Nous avons donc tenté de réaliser le point chaud isolé plus simplement, par apodisation. En effet, le front de phase du laser présente des aberrations surtout à sa périphérie, dans la mesure où c'est dans cette zone qu'interviennent les derniers barreaux amplificateurs de la chaîne laser, et ce *après* les derniers trous de filtrage spatial (les bords francs de l'hypergaussienne seraient autrement coupés par un tel filtre spatial dans le plan de Fourier, Cf. § V.B. page 136). En parvenant à sélectionner une zone quasi plane du front d'onde, nous avons pu obtenir plus facilement un point chaud isolé.

Nous avons ainsi placé un apodiseur à l'intérieur du laser, puis nous avons diaphragmé le faisceau (à l'endroit où nous avons par la suite placé l'ensemble miroir déformable – IDTL).

Nous avons utilisé des diaphragmes de différents diamètres et formes, le plus courant présentant une ouverture circulaire centrée sur la faisceau, de diamètre 30 mm. La tache d'Airy théorique correspondante possède une demi-largeur pied à pied de $21,5 \mu\text{m}$.

Afin de matérialiser les ordres de grandeurs relatifs, nous avons tracé sur la figure V.2 page 139 en tirets rouges le diamètre du diaphragme le plus utilisé (disque central), en le situant par rapport aux électrodes du miroir déformable utilisé par la suite en remplacement de ces apodiseurs. Le disque extérieur en tirets rouges représente le faisceau entier.

Nous présentons au paragraphe V.G.2 page 151 les taches focales que nous avons obtenues avec cette technique d'apodisation.

V.G. Caractérisation des points chauds isolés obtenus

V.G.1 Point chaud isolé obtenu avec le miroir déformable

La figure V.7 page ci-contre présente la distribution d'éclairement laser mesurée dans le vide en champ lointain, i.e. au foyer du doublet de focalisation, dans le cas où on corrige le front d'onde de diamètre $\Phi = 2r_0 = 85$ mm, focalisé par le doublet de distance focale $f = 500$ mm. Le nombre d'ouverture est $\#_{MD} = f/\Phi = 5,9$. Le demi-angle au sommet du faisceau d'interaction, à grande distance du waist, vaut donc $\text{Arctan}\frac{\Phi}{2f} = 4,8^\circ$. La longueur de Rayleigh du faisceau vaut dans ces conditions

$$z_{RMD} = \frac{4\lambda f^2}{\pi\Phi^2} = 46 \text{ } \mu\text{m}$$

Cette valeur relativement faible devant la longueur du plasma (de l'ordre du millimètre $c_s\tau_{\text{expansion}}$) implique qu'on ne peut considérer dans nos expériences que la tache focale dans le vide est invariante par translation tout au long du plasma. Il y a un effet d'atténuation suite à variation de waist¹. Cependant, il est difficile de raisonner sur des faisceaux dont le profil transverse varie notablement, ceci fixe des limites à l'analyse qualitative, et rend nécessaire le recours aux simulations.

¹La tangente du demi-angle au sommet à grande distance du waist d'un faisceau gaussien vaut

$$\tan \theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w}{z} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0}$$

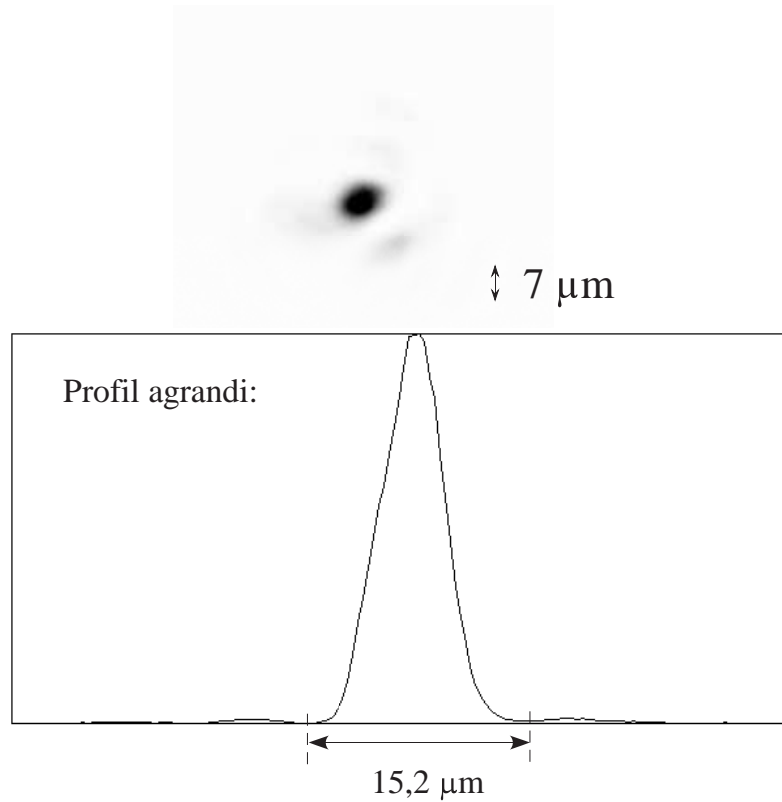


FIG. V.7: (a) Image de la tache focale dans le plan focal image (dans le vide), du point chaud isolé obtenu par la technique de correction active. On a accentué le contraste pour apercevoir les anneaux secondaires. (b) Sur le profil d'intensité en coupe (unités verticales arbitraires, linéaires), on constate que le rapport de la hauteur des anneaux secondaires d'intensité à l'intensité maximale est de l'ordre de 0,013 (1,3%) . La demi-largeur pied à pied est de $\approx 7,6 \mu\text{m} \pm 0,4 \mu\text{m}$, en parfaite concordance avec le résultat attendu pour une tache d'Airy. La largeur à mi-hauteur, que l'on mesure à $5,2 \mu\text{m}$, correspond également à la valeur théorique $1,03\lambda f/D$ de la tache d'Airy.

La tache focale obtenue (à rapprocher de la tache non corrigée donnée figure II.13 page 35), est entièrement satisfaisante pour les besoins de nos expériences puisqu'elle présente qualitativement le profil d'une tache d'Airy, et que les critères quantitatifs sont concordants (Cf. paragraphe II.D. page 41 et annexe I page 227) :

- la demi-largeur pied à pied du pic central, évaluée à $7,6 \mu\text{m} \pm 0,4 \mu\text{m}$, coïncide parfaitement avec la prévision théorique donnée par

$$1,22 \frac{\lambda f}{2r_0} = 7,55 \mu\text{m}$$

avec $f = 500 \text{ mm}$, $r_0 = 85 \text{ mm}$ et $\lambda = 1,053 \mu\text{m}$.

L'incertitude que nous avons évaluée à $0,4 \mu\text{m}$ pour le diagnostic d'imagerie 2D est probablement un chiffre majorant conservateur.

- sur le profil d'intensité (unités arbitraires) en bas de de la figure V.7, on mesure le rapport 0,013 (1,3%) pour valeur du rapport de la hauteur des anneaux secondaires d'intensité sur l'intensité maximale. Ce rapport est égal à celui que l'on a obtenu pour la tache d'Airy théorique.

Ainsi, la correction du front d'onde à l'aide d'un miroir déformable nous a permis d'obtenir une forte concentration de l'énergie lumineuse par rapport à la tache focale par défaut fortement aberrée du laser, et de passer d'une tache présentant par défaut de multiples point chauds non reproductibles (néfaste également pour la reproductibilité des expériences) à une tache reproductible plus intense.

Les anneaux secondaires sont bien présents, mais leur éclaircissement typique (quelques pourcents de l'intensité maximale) n'est pas suffisant pour intervenir significativement dans les processus d'interaction laser-plasma mis en jeu par l'éclaircissement du pic central. En effet, nos expériences ont en général été réalisées à des intensités allant jusqu'à 10^{15} W/cm^2 (exceptionnellement quelques 10^{16} W/cm^2 pour les expériences pour la mise en évidence de la décomposition des ondes ioniques). Dès lors l'intensité maximale des anneaux secondaires est de l'ordre de quelques 10^{13} W/cm^2 . On peut

Le waist (distance à laquelle le champ est divisé par e) vaut $w_0 = \frac{\lambda}{\pi \tan \theta}$ et la longueur de Rayleigh, par définition la longueur à partir du waist pour que l'intensité soit divisée par deux ($w(z_R) = W_0 \sqrt{2}$), vaut donc $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{\lambda}{\pi \tan^2 \theta}$.

donc s'interroger, comme cette valeur est proche de la puissance limite d'autofocalisation d'un point chaud pour nos conditions, sur le fait que les anneaux secondaires puissent jouer un rôle (outre le fait que les anneaux n'aient pas la forme d'un point chaud, ce qui rend la prévision théorique plus délicate, les dissymétries que l'on observe inévitablement dans cet anneau provoquent des accumulations locales dans l'anneau, qu'on peut assimiler grossièrement à un point chaud). Même si dans les zones de faible densité en amont du plasma l'absorption par bremsstrahlung inverse est modérée d'après III.19 page 53, les simulations que nous avons réalisées (voir en particulier figure IV.16 page 125) nous permettent de penser que les anneaux secondaires sont en général suffisamment atténués par bremsstrahlung inverse avant d'arriver dans les densités de plasma les plus importantes.

Dans certains cas, il n'est cependant pas possible de ne pas tenir compte des anneaux secondaires, comme nous ne verrons sur un exemple au chapitre VI.

V.G.2 Point chaud isolé obtenu par apodisation

La méthode la plus simple pour produire un point chaud isolé est la méthode d'apodisation. La largeur à mi-hauteur du point chaud obtenu est plus grande que dans le cas précédent, dans le rapport inverse du diamètre de l'apodiseur, et la longueur de Rayleigh est également plus grande.

La figure V.8 page suivante présente la distribution d'éclairement laser mesurée dans le vide en champ lointain, i.e. au foyer du doublet de focalisation, pour un apodiseur de diamètre $\Phi = 30$ mm en champ proche. Le nombre d'ouverture du faisceau correspondant incident sur le plasma est $\#_{MD} = 16,7$.

La tache focale obtenue (à considérer ici encore comme une amélioration de la tache non corrigée donnée figure II.13 page 35), est comme dans le cas du miroir déformable très satisfaisante pour les besoins de nos expériences puisqu'elle présente le profil d'une tache d'Airy (Cf. paragraphe II.D. page 41 et annexe I page 227) . La demi-largeur pied à pied, mesurée à $21,5 \mu\text{m} \pm 0,4 \mu\text{m}$, coïncide parfaitement avec la prévision théorique, donnée par

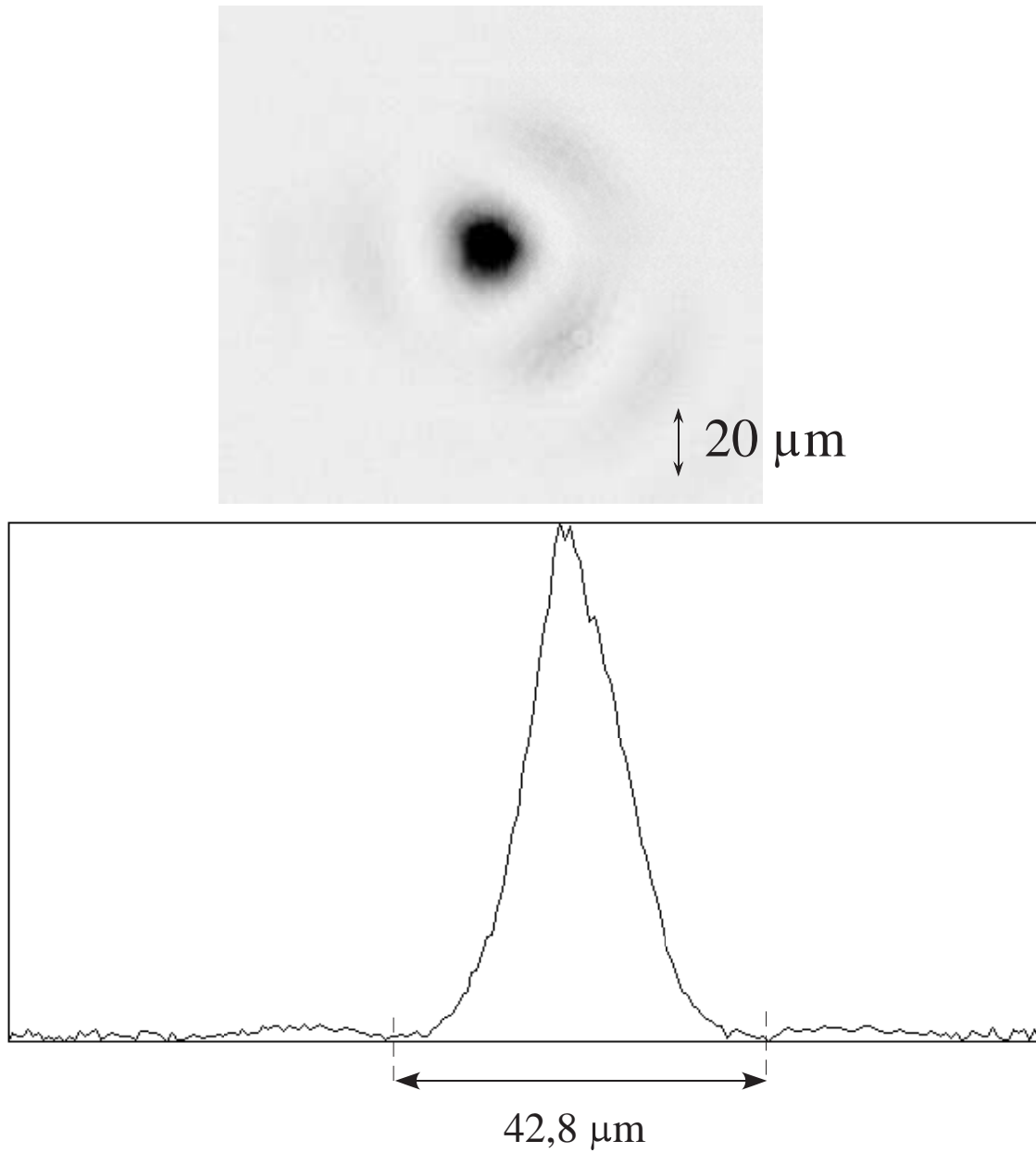


FIG. V.8: (a) Image de la tache focale dans le focal image (vide), du point chaud isolé obtenu par apodisation. On a accentué le contraste de l'image pour apercevoir les anneaux secondaires. Le diamètre à mi-hauteur est de $\approx 21,5 \mu\text{m} \pm 0,4 \mu\text{m}$. (b) On donne en bas le profil en coupe de l'éclairement. On distingue le pic central et ses satellites beaucoup moins intenses, dont le niveau est ici proche de celui du bruit de fond.

$$1,22 \frac{\lambda f}{\Phi} = 1,22 \frac{1,053 \mu\text{m} \times 500 \text{ mm}}{30,0 \text{ mm}} \approx 21,4 \mu\text{m}$$

Les anneaux secondaires de la tache d’Airy sont présents, mais leur éclairement n’est ici a priori pas suffisant pour intervenir dans les processus d’interaction laser-plasma mis en jeu par l’éclairement du pic central (Cf. discussion du paragraphe précédent).

V.H. Conclusion

Les deux méthodes envisagées produisent un résultat satisfaisant. Pour les expériences d’étude des processus de saturation de la diffusion Brillouin stimulée, le miroir déformable a été nécessaire, alors que pour l’étude de la transmission, nous avons privilégié la méthode d’apodisation nettement plus simple à mettre en œuvre.

Chapitre VI

Résultats expérimentaux et interprétation

Sommaire

VI.A. Résultats du diagnostic de transmission, cas du point chaud isolé	157
VI.A.1 Dépendance vis-à-vis de l'intensité laser	157
VI.A.1.a Observation expérimentale de l'instabilité de filament	158
VI.A.1.b Images transverses de la distribution d'intensité	166
VI.A.1.c Dépendance de la tache focale avec l'intensité laser	176
VI.A.2 Transmission	181
VI.A.2.a Influence de l'angle de collection de la lumière	181
VI.A.2.b Transmission de la puissance dans les diverses zones de champ proche	184
VI.A.3 Influence de l'expansion du plasma et influence de la vitesse de plasma transverse	187
VI.A.3.a Présentation de l'expérience et objectifs	187
VI.A.3.b Abaissement du seuil de filamentation par flux longitudinal	188

VI.A.3.c	Modification du seuil de filamentation par l'orientation du flux de plasma	189
VI.B.	Réfectivité Brillouin	192
VI.B.1	Taux de rétrodiffusion	192
VI.B.2	Imagerie de la diffusion Brillouin stimulée dans le cas de l'irradiation en point chaud isolé	195
VI.B.2.a	Images 2D intégrées sur 100 ps	195
VI.B.2.b	Différents régimes pour la DBS selon l'espace et le temps	199
VI.B.2.c	Rétrodiffusion Brillouin stimulée renvoyée dans le cône d'incidence, miroir Brillouin	201
VI.B.3	Application à l'analyse de la diffusion Brillouin stimulée dans le cas de faisceaux lissés par lame de phase aléatoire.	204
VI.B.3.a	Intérêt des études en point chaud isolé pour les faisceaux lissés par lame de phase aléatoire	204
VI.B.3.b	Imagerie 2D de la DBS en fonction de l'intensité	205
VI.B.3.c	Comparaison de la répartition de la DBS à l'onde de pompe	207
VI.B.4	Conclusion	208

Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus en étudiant l'interaction laser-plasma en faisceau limité par la diffraction à l'aide du diagnostic d'imagerie en transmission décrit dans les chapitres précédents. Nous étudions la carte d'éclairement dans le plasma, sa dépendance vis-à-vis de l'éclairement moyen imposé, de l'instant dans l'impulsion. Nous étudions également la répartition angulaire dans le champ proche, en fonction de l'intensité laser, puis l'influence du flux convectif de plasma sur l'éclatement du faisceau.

Dans une deuxième partie, nous donnons quelques résultats relatifs à la diffusion Brillouin stimulée obtenus à l'aide du faisceau limité par la diffraction, dans le but d'évaluer le niveau réel de saturation de la diffusion Brillouin stimulée.

VI.A. Résultats du diagnostic de transmission, cas du point chaud isolé

VI.A.1 Dépendance vis-à-vis de l'intensité laser

L'objectif est ici de mesurer l'évolution transverse de la distribution d'intensité laser lors de la traversée du plasma, en fonction du temps et de la position z dans le plasma, de sorte à la comparer à l'évolution dans le vide. Pour cela, nous avons effectué un grand nombre de tirs laser en ajustant l'intensité lumineuse et le plan d'observation imagé. L'ajustement du plan d'observation a été décrit au chapitre IV. L'intensité laser a été réglée en plaçant sur le trajet du faisceau des densités optiques neutres de grande qualité optique (de sorte à ne pas perturber le front d'onde et dégrader la tache focale).

Nous avons utilisé les diagnostics décrits au chapitre IV pour étudier la lumière laser diffusée par le plasma, de sorte à obtenir une haute résolution temporelle, et une visualisation multidimensionnelle :

- des caméras à balayage de fente pour une haute résolution temporelle, avec la contrepartie que si l'on obtient une image très bien résolue temporellement, cette image ne fournit l'intensité laser que suivant une dimension spatiale,

représentée en fonction du temps $I(x, t)$. La mesure peut être faite en choisissant le plan du plasma imagé z .

- des caméras à temps de pose court, ou gated optical imagers (GOI), donnant une image bidimensionnelle $I(x, y)$ intégrée sur une durée Δt choisie égale à 120 picosecondes, et dont on peut également régler le plan imagé z .

VI.A.1.a Observation expérimentale de l'instabilité de filament : évolution temporelle haute résolution 1D

La première étude que nous avons menée concerne l'étude du comportement du filament laser au sein du plasma, en fonction de l'intensité moyenne imposée par le laser. Dans le vide, le faisceau limité par la diffraction est stationnaire. Lorsqu'il se propage dans le plasma, on constate un comportement identique à celui dans le vide à des intensités bien inférieures à 10^{13} W/cm². Au-delà de l'intensité expérimentale de 10^{13} W/cm², nous avons observé que le point chaud entame des mouvements transverses à la direction de propagation. Ce résultat est nouveau et n'a jamais été observé expérimentalement. Ces mouvements rapides s'effectuent sur des échelles de temps inférieures à la centaine de picoseconde, et sont d'autant plus rapides que l'intensité augmente. L'expérience a donc nécessité une résolution temporelle importante. Les seules caméras à dynamique suffisante d'une part (l'effet flicker vu dans les simulations du paragraphe IV.D. implique une grande dynamique de variation de l'intensité sur le capteur), et à résolution temporelle suffisante (environ une dizaine de picosecondes, correspondant à la largeur de fente la plus fine utilisable (Cf paragraphe IV.B.5 page 115)) sont des caméras à balayage de fente que nous avons décrites dans les chapitres précédents¹. Les résultats présentés sont donc des relevés $I(x, t)$ à z fixé.

La figure VI.1 présente l'évolution expérimentale de la distribution d'intensité $I(x, t, z = 0)$ diffusée par le plasma sur une ligne en fonction du temps, et ce à différentes intensités laser incidentes. $z = 0$ signifie que le diagnostic d'imagerie est réglé de sorte à observer le plan transverse central du plasma (Cf. figure IV.10).

¹Matériel utilisé : Streak camera Hamamatsu C7700 à photocathode S1.

Le plasma utilisé est le plasma standard précédemment décrit, le point chaud isolé, produit par la méthode d'apodisation, présente l'intensité dans le plan focal donnée sur l'image (x, y) inférieure gauche. On y mesure un diamètre à mi-hauteur pour le point chaud isolé de $21,5 \mu\text{m}$.

L'évolution temporelle de l'onde laser est représentée sur l'image inférieure droite par $I(x, t, z = 0)$. Cette image représente en fonction du temps (montant) l'intensité sur une ligne dans la tache focale, *en l'absence de plasma*, i.e. lorsque le laser se propage dans le *vide*. Le profil temporel du maximum $t \mapsto \max_x(I_{\text{vide}}(x, t))$, qui coïncide avec le centre de la tache d'airy $I_{\text{vide}}(x = 0, t)$ est simplement le profil temporel de l'impulsion laser utilisée. Il est représenté figure II.12.

L'image inférieure gauche donne la forme et la taille du point chaud utilisé dans ces tirs, et *caractérise le faisceau dans le vide comme un faisceau limité par la diffraction*.

L'analyse qui suit retient essentiellement l'aspect temporel. En effet, spatialement, le diagnostic bidimensionnel précédemment décrit nous permettra par la suite d'étudier l'évolution de la taille et du nombre des points chauds de manière plus sûre qu'un diagnostic unidimensionnel.

1. Intensité 10^{13} W/cm^2 (image supérieure gauche). Fusion de points chauds.

Il existe une intensité de transition en-deçà de laquelle le point chaud ne se déplace pas en fonction du temps, que l'on peut évaluer à 10^{13} W/cm^2 . L'image supérieure de gauche de la figure VI.1 en fournit l'illustration : le point chaud ne bouge pas suivant la direction x parallèle à la fente, et peu suivant la direction y perpendiculaire à la fente.

On peut donner deux interprétations a priori de ce phénomène :

- le filament subit un mouvement transverse à partir de 400 ps après le début de l'impulsion, d'environ $\approx 20 \mu\text{m}$ selon y . Cependant, étant donné la marque laissée par le pied du filament sur la ligne imagée, le mouvement n'est pas plus important

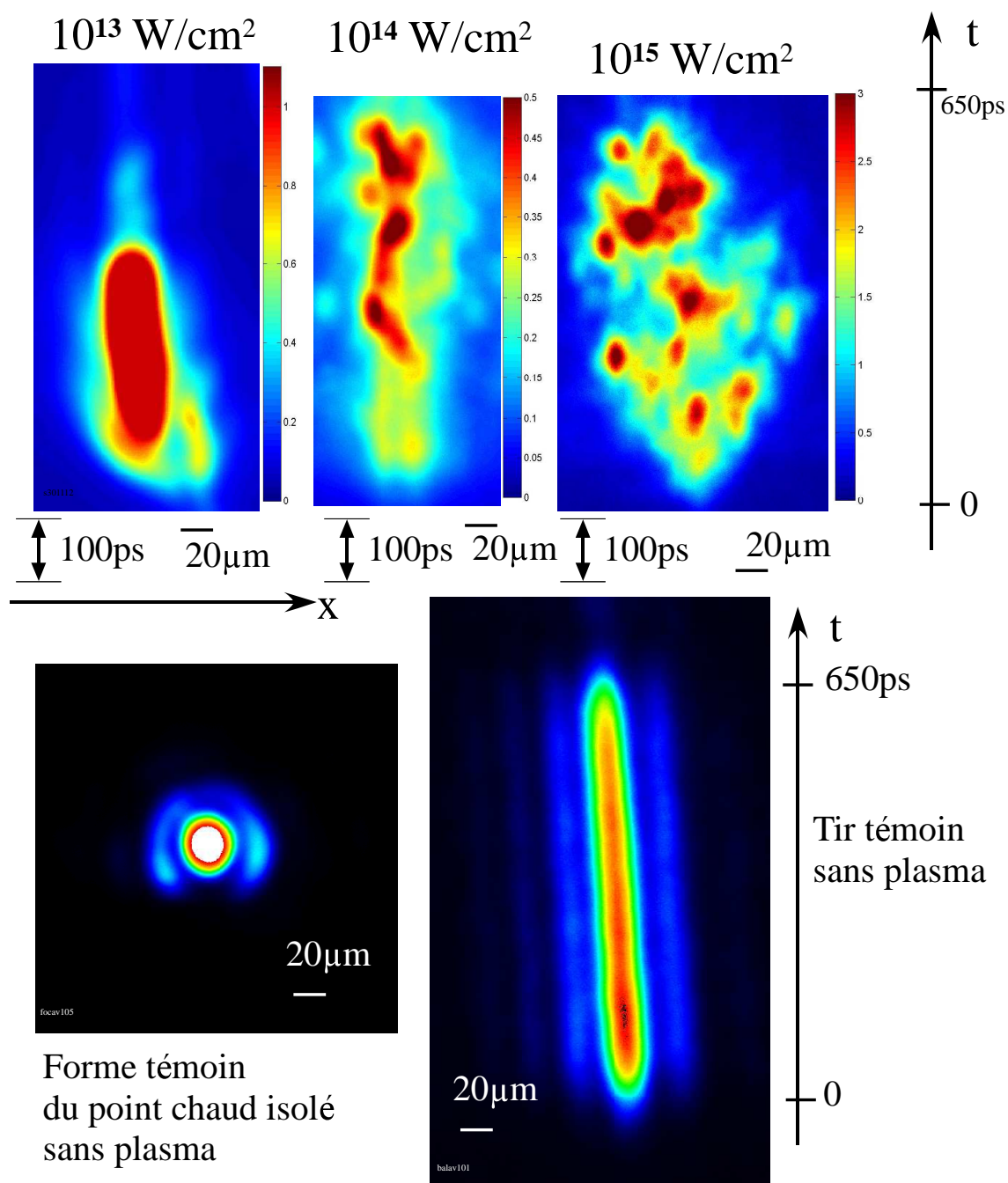


FIG. VI.1: Évolution temporelle de l'intensité du faisceau laser focalisé en un point chaud isolé, mesurée en $z = 0$, pour différentes intensités laser. Celles-ci sont obtenues par atténuation au moyen d'atténuateurs calibrés de bonne qualité juste en avant de l'enceinte.

- ou bien il n’y a plus de transmission à partir de 400 ps. La raison à cet arrêt de la transmission pourrait par exemple résulter d’une intensité laser devenue trop faible pour que le faisceau puisse creuser la densité et être transmis. La densité étant plus importante, le bremsstrahlung inverse le serait aussi, d’où une plus forte absorption.

Le deuxième scénario est peu probable dans la mesure où à plus faible intensité, le faisceau se propage de manière linéaire dans le plasma sans déformation ni mouvement, et n’est d’autre part pas complètement absorbé.

Par conséquent l’intensité 10^{13} W/cm² est la valeur limite à partir de laquelle on commence à observer un mouvement transverse du filament de lumière par interaction non linéaire.

Sur cette image, notons que l’on peut observer au début de l’impulsion la trace laissée par le premier anneau de la tache d’Airy. Une observation intéressante est que l’anneau d’Airy semble s’effondrer sur le point chaud central sur une durée caractéristique d’une centaine de picosecondes.

Il peut être intéressant d’examiner la dynamique du point chaud en tenant compte de l’hydrodynamique des perturbations de densité du plasma. La vitesse des ondes acoustiques vaut dans nos conditions $c_s = 0,2 \mu\text{m/ps}$. La distance caractéristique dans la tache focale que nous imposons est la largeur à mi-hauteur du point chaud isolé, soit $21,5 \mu\text{m}$. La distance dans le vide entre la mi-hauteur du point chaud central et le sommet du premier anneau d’Airy vaut également $21,5 \mu\text{m}$. Cette distance est parcourue par les ondes acoustiques en $\tau_{ac} \approx 107$ ps. Ces deux valeurs sont concordantes, et l’on peut penser à rapprocher cette observation d’une « fusion » hydrodynamique de deux creux de densité associés à deux points chauds parallèles. Dans notre cas l’anneau d’Airy ne correspond pas à un deuxième point chaud identique au premier, ni en géométrie (anneau) ni en intensité (typiquement 10 fois moins intense que le point chaud central.)

Le couplage hydrodynamique entre deux points chauds n’est a priori pas suffisant pour étudier la dynamique de l’ensemble, et il faudrait, pour une approche complète, tenir compte de l’onde électromagnétique diffractée par les deux creux

de densité correspondants, ainsi que de la lumière diffusée par les instabilités paramétriques. Cependant, comme la distance entre le point chaud central et l'anneau d'Airy est de l'ordre du diamètre du point chaud central, le processus dominant est probablement le couplage hydrodynamique.

La fusion de deux points chauds parallèles de même intensité dans un plasma a été observée numériquement dans [121], où il est précisément démontré que lorsque la distance entre les deux points chauds est inférieure ou égale à la mi-hauteur d'un speckle, on assiste à une fusion des deux canaux de densité correspondant aux deux points chauds.

2. Discussion sur la puissance critique expérimentale.

L'intensité laser 10^{13} W/cm² est, d'après le paragraphe précédent, dans notre expérience de l'ordre de grandeur de l'intensité critique d'autofocalisation pour le point chaud de largeur à mi-hauteur $21,5 \mu\text{m}$.

Rappelons ici les résultats du paragraphe III.A.3.b : à la densité $n_e = 0,12n_c$, correspondant à la densité électronique obtenue lorsque l'éclairement crête est atteint (Cf. figure II.10 page 30), la puissance critique d'autofocalisation *pondéromotrice* vaut 159 MW. Pour le point chaud isolé que nous utilisons ici, de diamètre à mi-hauteur $21,5 \mu\text{m}$, l'éclairement seuil correspondant est de l'ordre de $1,0 \times 10^{13}$ W/cm².

On constate donc que le seuil expérimental est égal au seuil pondéromoteur dans nos conditions.

Néanmoins, on ne peut conclure que le régime est pondéromoteur pour autant : en effet le plasma est partout ailleurs moins dense qu'en son sommet, et présente un profil de densité en cloche, maximal en son centre à $n_e = 0,12n_c$ à l'instant du maximum temporel de l'impulsion d'interaction. L'éclairement critique devrait donc être supérieur à $1,0 \times 10^{13}$ W/cm², puisqu'il est approximativement inversement proportionnel à la densité électronique d'après l'expression (III.45).

L'expérience montre donc un abaissement du seuil d'autofocalisation par rapport au cas pondéromoteur.

Ceci confirme tout à fait la nécessité établie au paragraphe III.A.4 de tenir compte des effets thermiques non locaux, provoquant un effet antagoniste d'abaissement du seuil d'autofocalisation.

L'expérience montre donc au final que dans nos conditions de plasma préformé à partir d'une feuille mince explosée, les deux effets de densité moindre à cause du profil plasma et de seuil non local abaissé se compensent, de sorte que le seuil de puissance critique d'autofocalisation se situe au voisinage du seuil pondéromoteur.

3. Intensité 10^{14} W/cm² (image supérieure centrale). Instabilité de filament.

Lorsque l'intensité laser augmente, le point chaud a tendance, au long de l'impulsion, à se déplacer transversalement de manière plus importante. Les déplacements sont d'autant plus importants que l'intensité laser augmente.

Ainsi pour l'intensité moyenne dans le vide $I = 10^{14}$ W/cm², on constate que le point chaud effectue des *allers et retours réguliers* autour de sa position initiale. Cette position initiale correspond au canal de densité initialement creusé par le laser lors de la montée en puissance du point chaud. Ainsi, au-delà d'un certain seuil, le point chaud ne reste plus au repos à l'intérieur de son propre sillon de densité mais au contraire s'en échappe en ondulant, ce que montre la figure supérieure centrale de VI.1 page 160.

Spatialement, on peut aussi voir l'« ondulation » du point chaud comme la persistance du point chaud en un même endroit du plasma pendant une durée de l'ordre du temps de transit acoustique ionique sur le diamètre du point chaud, soit 100 ps, valeur remarquablement bien vérifiée.

Ce phénomène d'ondulation du point chaud principal, appelé instabilité de filament, avait été prévu théoriquement, [53] et numériquement [54], mais n'avait pas été observé dans les expériences jusqu'à présent.

Le filament malgré son ondulation reste dans une zone dont l'extension spatiale transverse est de l'ordre de sa largeur pied à pied dans le vide, égale au double de sa

largeur à mi-hauteur dans le vide $1,22\frac{\lambda f}{\Phi} \approx 43 \mu\text{m}$ où $\Phi = 30 \text{ mm}$ est le diamètre du diaphragme d'apodisation qui a été utilisé.

Cette *répartition spatiale de la puissance*, est, à côté de la filamentation en un nombre important de points chauds fils que nous verrons par la suite, un mécanisme essentiel du « lissage plasma » (plasma induced smoothing PIS ou incohérence induite par plasma IIP). La puissance laser est répartie sur un volume de plasma plus important à cause de ce phénomène, réduisant ainsi la non-linéarité de l'interaction.

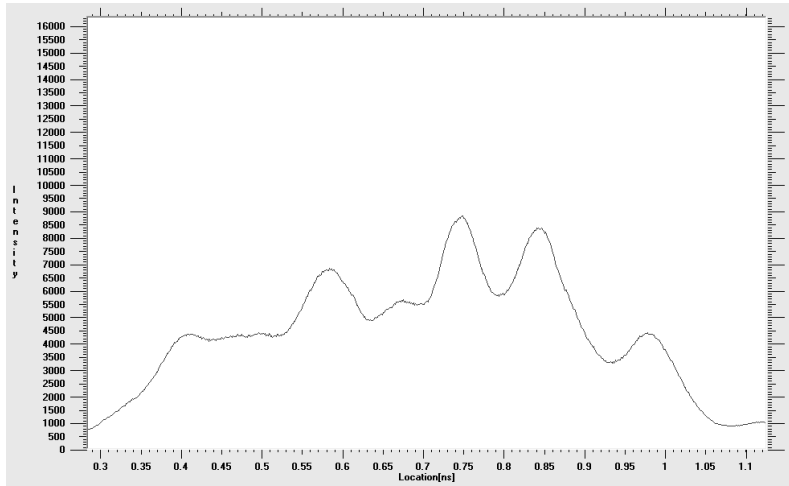


FIG. VI.2: Évolution de l'intensité diffusée vers l'avant par un point donné du plasma, en fonction du temps, pour une intensité de faisceau $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Ce profil est une coupe de l'image supérieure centrale de la figure précédente.

Une autre conséquence de l'instabilité de filament, qui pourrait jouer un rôle du point de vue de la limitation de la croissance des instabilités paramétriques, est probablement l'instationnarité de l'intensité laser en un point donné du plasma. On a tracé figure VI.2 un profil temporel de l'intensité lumineuse en un point donné du plasma. L'irrégularité de cette intensité, qui présente des ondulations allant du simple au double, traduisant le fait qu'un point chaud ne reste en place qu'environ 50 ps à $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$.

L'instabilité de filament peut également être abordée sous un point de vue spatial, en imaginant à *un instant donné* la photo $I(x, z)$ du filament ondulant dans le plasma [108]. Cependant, l'expérience ne peut donner accès à ce point de vue.

4. Intensité 10^{15} W/cm² (image supérieure centrale). Éclatement et forte instationnarité.

Lorsque l'intensité atteint $I = 10^{15}$ W/cm², le filament subit de très violentes évolutions, dont la rapidité fait qu'elles ne peuvent être facilement résolues expérimentalement (notre limite de résolution est de 10 ps). On relève l'apparition sporadique de points chauds sur la ligne de plasma observée, *sans lien spatial évident* comme c'était le cas à $I = 10^{14}$ W/cm². On observe ici un *élargissement considérable* de la zone du plasma contenant (à un instant ou à un autre, la puissance totale est conservée) des points chauds ayant une forte énergie électromagnétique. Quantitativement, on observe un diamètre caractéristique de la zone de fort éclairement quantitativement *6 fois plus important que le diamètre initial du point chaud isolé*.

En un point donné du plasma, l'intensité varie rapidement, la modulation est nettement plus profonde que dans le cas précédent, et on relève qu'un point chaud reste en place 70 ps à l'intensité $I = 10^{15}$ W/cm² (Cf. figure VI.3). Cette valeur est plus importante qu'à $I = 10^{14}$ W/cm². Ce résultat montre qu'il pourrait exister un équilibre entre la plus grande amplitude et plus grande rapidité des phénomènes à haute intensité, et la difficulté des points chauds à « sortir » des trous qu'ils ont creusés du fait de l'autofocalisation, ceux-ci étant plus profonds à forte intensité. Ce résultat n'est pas évident dans la mesure où on aurait pu également s'attendre soit à ce que la durée de vie des points chauds reste de l'ordre du temps de transit acoustique ionique, soit à ce qu'elle diminue.

Une hypothèse que l'on peut aussi émettre est que la durée de vie des points chauds reste de l'ordre de grandeur du temps de transit acoustique ionique sur le diamètre du point chaud, mais qu'il faut tenir compte d'une augmentation de la vitesse acoustique ionique du fait de l'augmentation de la température électronique. Cependant, la dépendance en $\sqrt{T_e}$, faisant diminuer le temps de transit acoustique de 107 ps à 96 ps par exemple pour une augmentation de température électronique de 200 eV, ne suffit pas pour expliquer tout l'écart observé.

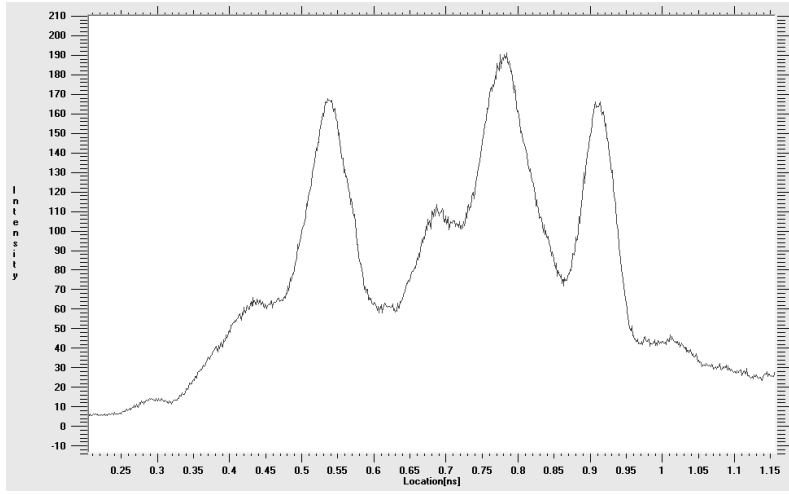


FIG. VI.3: Évolution de l'intensité diffusée vers l'avant par un point donné du plasma, en fonction du temps, pour une intensité de faisceau $I = 10^{15}$ W/cm². Ce profil est une coupe de l'image supérieure droite de la figure VI.2.

VI.A.1.b Images transverses de la distribution d'intensité

Nécessité des images bidimensionnelles

Lorsque l'intensité laser est inférieure à $I = 10^{13}$ W/cm² les images fournies par la caméra à balayage de fente montrent que le point chaud isolé est quasi-stationnaire. Le plasma est transparent au faisceau laser, le régime d'interaction laser-plasma est linéaire.

Lorsque la puissance laser devient supérieure à la puissance critique, les images 1D à haute résolution temporelle que nous avons obtenues et discutées précédemment, montrent que le point chaud se déplace et suggèrent qu'il se fragmente au cours du temps. Cependant, la dynamique temporelle complexe du point chaud lorsque la puissance devient supérieure à la puissance critique n'est pas facile à visualiser à partir des simples images 1D obtenues à l'aide des caméras à balayage de fente. La raison principale en est que lorsque le point chaud est mobile tout en restant -par chance- coupé par la ligne d'observation de la caméra à balayage de fente, on visualise bien son ondulation en fonction du temps puis son éclatement. Cependant, l'obtention de ces images est difficile car le point chaud est très mobile. Des images

des phénomènes transverses sont donc nécessaires pour compléter et confirmer la vision 1D résolue en temps précédente.

Nous avons pour cela utilisé les caméras 2D à temps de pose court décrites au chapitre IV. Nous avons ainsi obtenu des images 2D résolues en temps de la distribution d'intensité transverse diffusée par le plasma à une résolution submicronique à différents instants et en différents plans d'observation (z) dans le plasma, ce qui n'avait jusqu'alors jamais été réalisé dans des conditions d'interaction de faisceau limité par la diffraction.

Les GOI utilisés ont permis des durées d'obturation de l'ordre de la centaine de picosecondes (120 ps) , soit un gain de six ordres de grandeur par rapport à un obturateur mécanique. La résolution temporelle obtenue pour les images bidimensionnelles que nous présentons dans ce manuscrit est donc raisonnablement performante (d'un facteur 2 à 10 en dessous) vis-à-vis de la résolution temporelle maximale 1D que nous avons obtenue à l'aide de caméras à balayage de fente. Ces images autorisent une visualisation bidimensionnelle de l'évolution du faisceau laser au sein du plasma au cours de l'impulsion laser en différents instants, puisque l'impulsion dure environ 650 ps. Les simulations que nous avons effectuées dans le chapitre IV doivent nous faire cependant garder à l'esprit que l'intégration temporelle sur 120 ps est importante devant le temps de transit acoustique qui est du même ordre de grandeur ; cette intégration temporelle introduit donc un brouillage et une diminution du contraste par simple effet de diagnostic.

Images expérimentales de la distribution transverse d'éclairement

La figure VI.4 page suivante montre l'évolution de la distribution d'éclairement dans le plasma en fonction du temps, pour un éclairement laser moyen dans le point chaud isolé initial égal à $I = 10^{15}$ W/cm². La puissance laser est alors supérieure à la puissance critique. On place à titre de comparaison la tache focale, limitée par la diffraction, que l'on observerait dans le vide sans plasma. Ces images montrent l'évolution typiquement observée de la tache focale lorsque les seuils de filamentation sont dépassés : on observe un *fort éclatement global*, en liaison avec l'intensité de l'onde de pompe *et* l'évolution hydrodynamique du plasma.

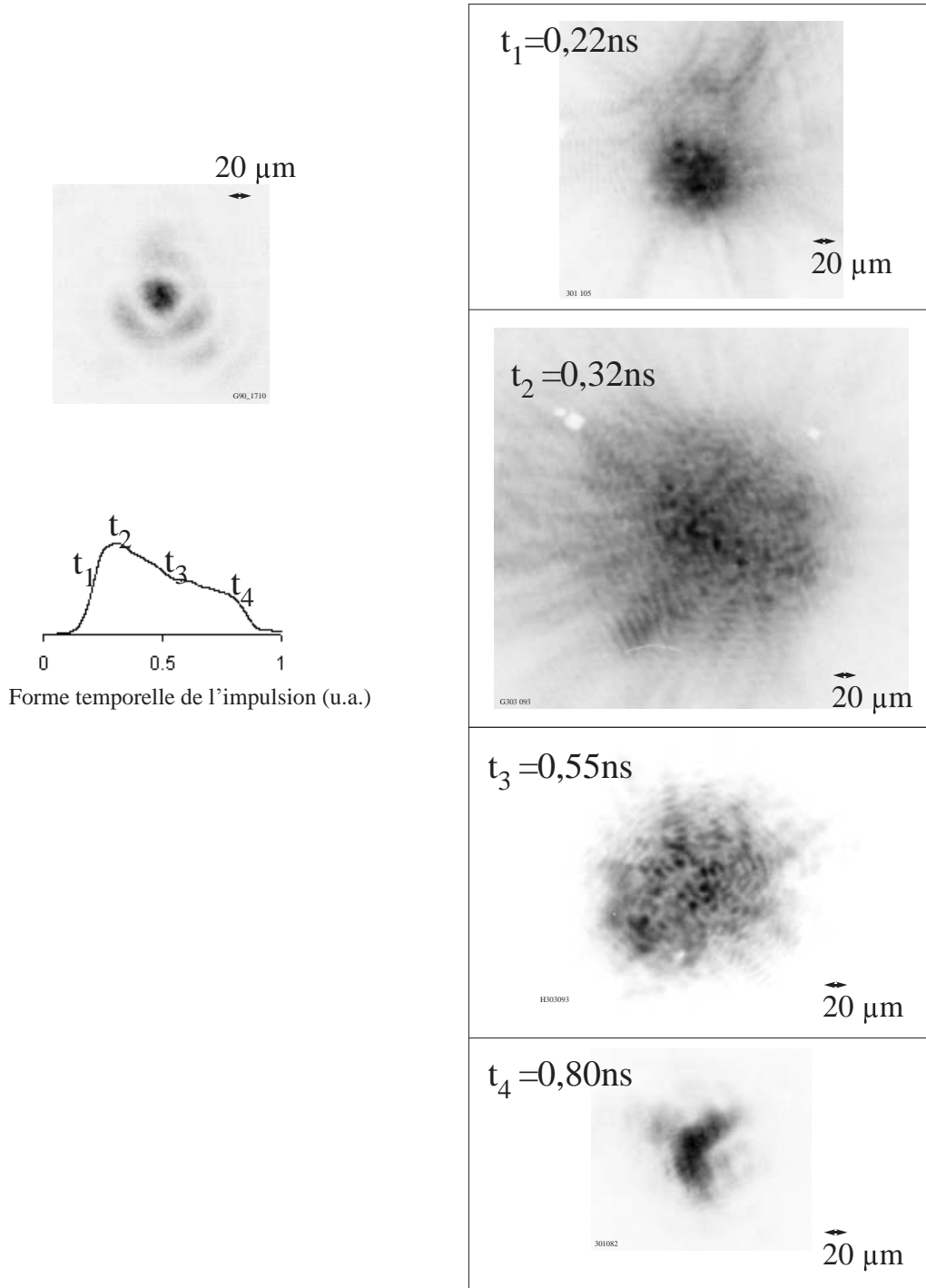


FIG. VI.4: Images expérimentales de l'évolution temporelle de la distribution d'éclairement dans le plasma dans le plan fixe $z = 0$, au cours de l'impulsion laser. L'intensité laser vaut $I = 1,6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Le plasma utilisé est le plasma standard préformé décrit au chapitre II.B. page 22, irradié par un faisceau laser limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16,7$. Le plan imagé par le diagnostic dans chaque image est situé en $z = 0$ (Cf. IV.10 page 113).

Parallèlement à l'augmentation du diamètre global de la tache, on observe une forte filamentation, résultant de l'éclatement du point chaud isolé initial. On vérifie à l'instant t_2 voisin du maximum de l'impulsion laser un éclatement transverse maximal du faisceau. La zone d'éclairement intense possède un diamètre caractéristique environ 6 fois supérieur au diamètre du point chaud seul, ce qui corrobore quantitativement l'élargissement de la zone du plasma contenant à un moment ou à un autre, des points chauds ayant une forte énergie électromagnétique, ce que l'on a constaté sur les images résolues en temps au paragraphe précédent VI.A.1.a page 158.

Distance moyenne de la puissance au barycentre de la distribution d'éclairement

De sorte à quantifier de manière systématique le rayon global de la tache focale pour les taches bidimensionnelles, on a choisi de calculer le critère d'étalement suivant, pondéré en intensité. Un fois les coordonnées \vec{r}_G du barycentre de la tache déterminées, nous avons évalué le rayon moyen de dépôt de l'énergie, en choisissant par exemple¹ le critère suivant, calculable par une sommation discrète sur les pixels de l'image :

$$r_{\text{moyen}} = \frac{\int_{\vec{r} \in \text{image}} I(\vec{r}) \|\vec{r} - \vec{r}_G\| d\vec{r}}{\int_{\vec{r} \in \text{image}} I(\vec{r}) d\vec{r}} \quad (\text{VI.1})$$

avec

$$\vec{r}_G = \frac{\int_{\vec{r} \in \text{image}} I(\vec{r}) \vec{r} d\vec{r}}{\int_{\vec{r} \in \text{image}} I(\vec{r}) d\vec{r}}$$

On a représenté l'évolution de ce critère d'étalement global de la tache focale en fonction du temps au cours de l'impulsion laser, sur la figure VI.5 page suivante. On a normalisé le rayon moyen de la distribution spatiale de puissance à celui du point chaud isolé, qui correspond à une concentration spatiale transverse maximale.

¹On pourrait aussi calculer un écart type, ce qui donne un résultat similaire

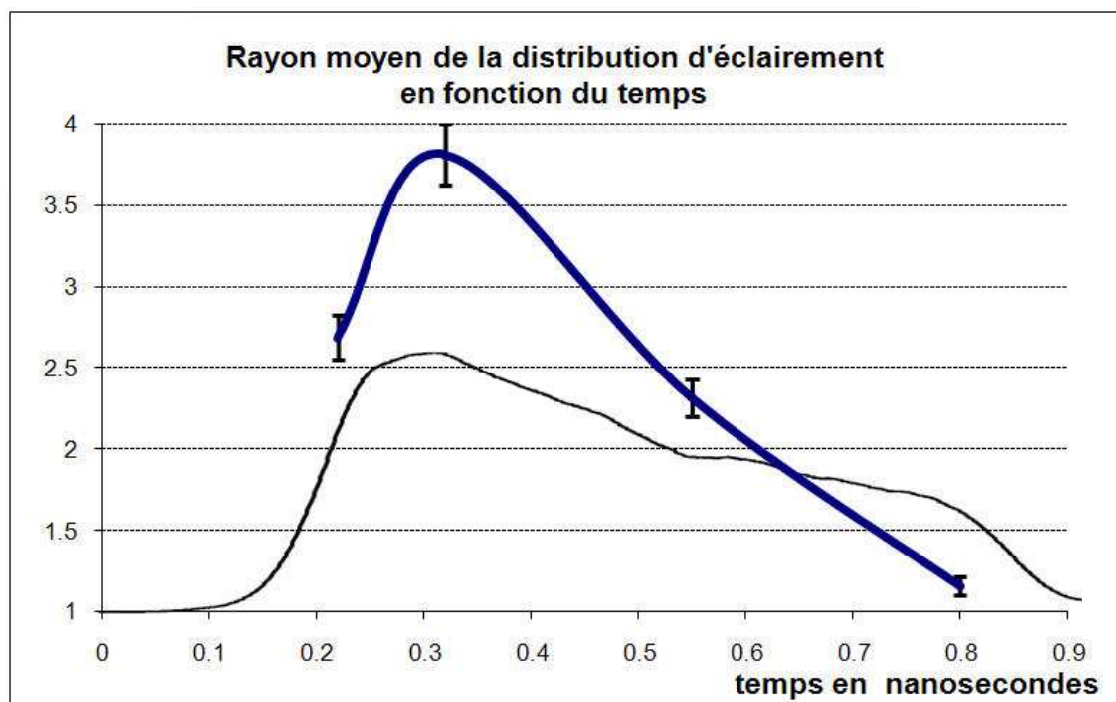


FIG. VI.5: Évolution temporelle de la largeur globale normalisée du faisceau, au cours de l'impulsion laser (rayon moyen normalisé de distance de la puissance au barycentre de la distribution). Un rayon moyen de 1 correspond par convention au point chaud isolé limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16,7$, soit une concentration maximale de la puissance. On a superposé au graphe la forme temporelle de l'impulsion. Les barres d'incertitude reflètent la sensibilité du calcul du rayon moyen au choix du niveau de bruit pour l'image expérimentale.

Lors de la phase de montée de l'intensité, on constate une augmentation progressive du rayon moyen de la tache focale. Pour l'intensité crête de 5×10^{14} W/cm², le rayon moyen est maximal, environ quadruple du rayon moyen de la tache focale dans le vide. Ensuite, lors de la phase de décroissance de l'intensité de l'onde de pompe, le rayon moyen de la tache focale diminue également. En fin d'impulsion laser, la densité du plasma est très faible, le milieu est quasiment transparent, et on retrouve un rayon moyen qui tend vers le rayon moyen à vide (valeur 1).

A priori le rayon moyen de la tache focale est une fonction $r_{\text{moyen}}(I(t), t)$ dans la mesure où la densité du plasma décroît (expansion hydrodynamique globale) et où l'hydrodynamique locale couplée avec l'onde laser, jouent un rôle essentiel dans les processus d'interaction, en plus de la valeur instantanée de l'intensité.

La figure VI.5 page précédente permet bien de constater que le rayon moyen de la tache focale est une fonction dépendant fortement de l'intensité laser, mais que la détente du plasma se fait sentir dans la mesure où pour deux points à intensité de l'onde de pompe identique de part et d'autre du maximum (0, 22 ps et 0, 55 ps), le rayon caractéristique d'étalement de l'énergie baisse à l'instant le plus tardif où la densité plasma est plus faible.

Le processus d'éclatement global du faisceau est donc favorisé par une intensité importante, mais défavorisé par une plus faible densité de plasma.

Ces résultats valables pour le rayon moyen de l'énergie sont liés en réalité à des *topographies* de faisceau très différentes, bien que de rayon moyen équivalent sensiblement peu différent pour les points de même intensité laser de part et d'autre du maximum de l'impulsion. En détail ainsi, la topographie précise (et non seulement la distance moyenne de l'énergie) dépend fortement de la filamentation et de l'autofocalisation de chaque point chaud fils, donc de l'évolution couplée du champ électromagnétique et de l'hydrodynamique. Ainsi nous verrons dans les paragraphes suivants qu'un paramètre de topographie comme le *nombre* et la *taille* des points chauds fils est une fonction dépendant non seulement de l'intensité laser mais aussi très fortement de l'hydrodynamique.

Énergie encerclée de la distribution d'éclairement en fonction de la distance au barycentre

Il importe de raffiner l'analyse en examinant non plus seulement l'enveloppe spatiale globale du faisceau. Afin de décrire plus finement la répartition d'énergie autour du barycentre à l'intérieur de la tache focale, on peut également tracer la puissance encerclée en fonction de la distance au barycentre. Ceci a du sens puisque la tache focale utilisée est à symétrie de révolution : les zones d'iso-intensité en l'absence de plasma sont des cercles centrés sur le barycentre de la tache focale à vide. L'évolution de l'énergie encerclée en fonction du temps est donnée figure VI.6. Les résultats visibles à l'examen précédent du rayon moyen de la tache sont confirmés.

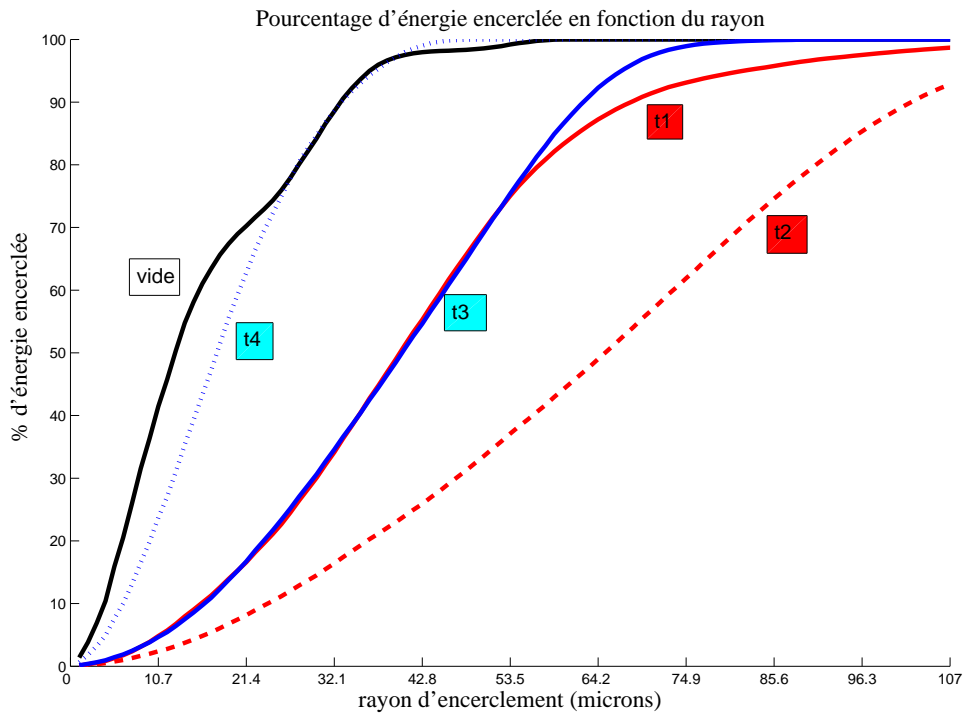


FIG. VI.6: Évolution temporelle de l'énergie encerclée au cours de l'impulsion laser. Les temps $t_k, k \in \llbracket 1; 4 \rrbracket$ sont ceux de la figure VI.4 page 168. Le plasma est le plasma standard, irradié en faisceau limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16, 7$, et la mesure est faite en $z = 0$.

En fin d'impulsion (instant t_4), on retrouve une forme d'énergie encerclée approchant l'énergie encerclée de la tache à vide, elle-même caractéristique de la tache d'Airy (Cf. annexe I page 227).

Évolution du nombre et de la taille des points chauds

Les deux critères précédents, s'ils permettent une évaluation correcte de l'étalement de la puissance dans la tache focale, ne suffisent pas à décrire la topographie précise de l'éclairement. Ainsi la mesure du nombre de points chauds en fonction du temps montre des résultats différents.

Définissons d'abord la notion de point chaud sur une image expérimentale. Sur une image issue d'une simulation numérique de la distribution transverse d'éclairement dans le plasma, on obtient une image généralement très contrastée pour deux raisons :

- la définition de l'image est fine. Le choix d'un pas traverse de simulation petit permet de résoudre toute variation spatiale rapide de l'intensité.
- le bruit de fond parasite est absent.

Dès lors, il est très facile de distinguer sur une image numérique de brusques variations d'intensité qui se produisent sur de faibles échelles spatiales. Le comptage du nombre de speckles, et *surtout* la détermination de leur diamètre à mi-hauteur sont aisés du moment qu'on dispose d'un algorithme de recherche de maxima (algorithme développé par F. Walraët dans PARAX [122]).

Au contraire dans une image expérimentale le bruit de fond et la résolution spatiale finie impliquent qu'un maximum local d'éclairement, même s'il est facile à repérer, est parfois difficilement distinguable de ses voisins et du bruit de fond. Ce dernier point fait que le calcul de la largeur à mi-hauteur des points chauds est *très difficile*, dans la mesure où seul le sommet du point chaud surnage de l'éclairement moyen, et où sa mi-hauteur n'est donc pas accessible, mais seulement extrapolable (Cf. Travaux de Claude Gouédard sur le code Tsigan [123]).

Suivant les réglages de cette extrapolation, les résultats concernant la largeur à mi-hauteur des points chauds sont trop variables à notre avis pour être valablement comparés à ceux des simulations.

Nous avons donc défini comme « point chaud » un maximum local d'intensité émergeant *au moins* de 15% au-dessus de son environnement, et défini la taille correspondante du point chaud par la surface occupée par la zone du point chaud dont l'intensité est au moins de 90% au-dessus de son éclairement maximum. Nous avons appliqué ces mêmes critères systématiquement à toutes nos images expérimentales.

La valeur 15% que nous avons choisi correspond, en liaison avec la difficulté de mesure expérimentale que nous venons d'évoquer, à une valeur permettant d'obtenir un nombre de points chauds peu dépendant de la variation $15\% \pm x\%$, et surtout, concordant avec un comptage direct (mais fastidieux).

Le graphe de la figure VI.7 donne le nombre de points chauds présents dans la distribution d'éclairement, en fonction du temps.

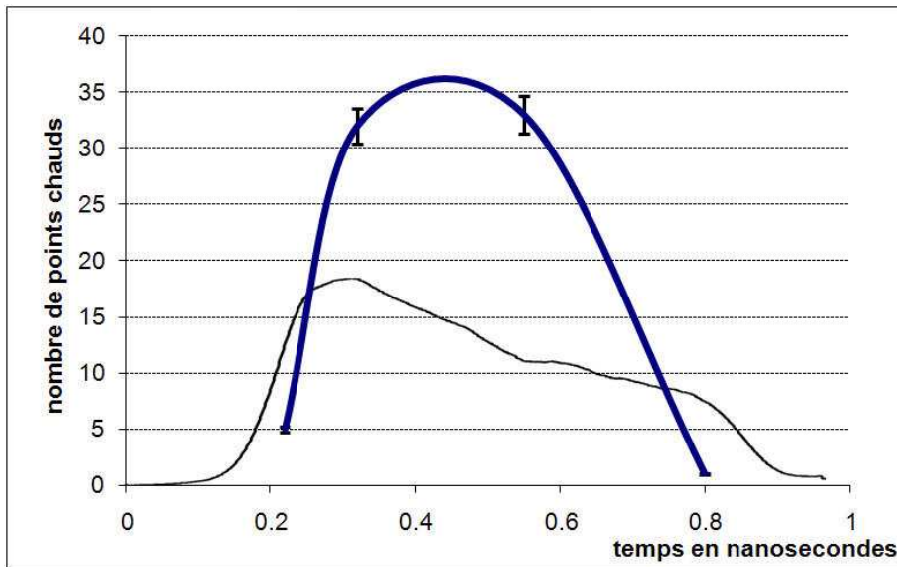


FIG. VI.7: Évolution temporelle du nombre de points chauds présents dans la distribution d'éclairement. On a superposé au graphe la forme temporelle de l'impulsion. Le plasma est le plasma standard irradié en faisceau limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16,7$, et la mesure du plan imagé est faite en $z = 0$.

Lors de la montée de l'intensité, on passe du point chaud initial en deçà de la puissance critique à quelques points chauds (5) pour une intensité de l'ordre de 2×10^{14} W/cm² à l'instant t_1 . Pour l'intensité maximale 5×10^{14} W/cm², le nombre de points chauds est multiplié par 6 alors que l'intensité n'est multipliée que par deux. Ensuite, *bien que l'intensité diminue, le nombre de points chauds reste stationnaire pendant une très longue durée* (400 picosecondes).

Pourtant, la durée de vie caractéristique d'un canal de densité de diamètre celui du point chaud isolé (≈ 100 ps comme calculé plus haut), est quatre fois moindre que cette valeur. Dès lors nous pouvons formuler deux hypothèses :

- soit les canaux ont une durée de vie plus longue que le temps de relaxation hydrodynamique, ce qui correspond à une stationnarité importante du phénomène (équilibre entre le creusement pondéromoteur et thermique et la pression du plasma), qui impliquerait donc la conservation du nombre de points chauds
- soit les canaux disparaissent effectivement toutes les ≈ 100 ps et dans ce cas cela signifie que le taux de création de canal est identique au taux de disparition de canal sur les 400 picosecondes considérées, i.e. il y a autant de points chauds qui apparaissent que de points chauds qui meurent, mais le phénomène n'est pas stationnaire, la naissance de l'un a lieu spatialement à un endroit différent de celui qui vient de mourir.

Nous privilégions, à la lumière de l'étude temporelle menée VI.A.1.a , la deuxième hypothèse. En effet, les images streak montrent clairement des durée de vie de point chaud en un point fixé du plasma de l'ordre de la centaine de picosecondes voire moins.

Par ailleurs, la *taille* moyenne des points chauds (on mesure que la distribution en taille vérifie une gaussienne) diminue en fonction du temps, passant d'une taille de référence 100% à l'instant t_1 , à la taille moyenne 61% au maximum de l'impulsion, puis à la taille 41% à l'instant t_3 pour lequel $I(t_3) = I(t_1)$.

Le nombre et la taille des points chauds sont donc dépendants de l'intensité et du temps, et dépendent de l'état du plasma. L'autofocalisation de chaque point

chaud, après son apparition suite à l'éclatement du point chaud isolé initial, est importante. Cette observation est remarquable, elle permet de rapprocher la distribution d'intensité d'un faisceau obtenu à partir d'un point chaud isolé de celui obtenu avec une lame de phase aléatoire : il existe un processus d'autolissage, même lorsqu'il n'est pas induit de manière active comme dans le cas de faisceaux pré-lissés par lame de phase.

Ce processus de répartition de l'énergie du point chaud initial sur des points chauds fils plus nombreux et plus petits est un des aspects de ce que l'on appelle le lissage plasma. Il est complémentaire de l'effet de répartition de puissance en moyenne sur un volume important de plasma par l'instabilité de filament.

La stationnarité du nombre de point chauds dès le maximum de l'impulsion laser et longtemps après ce maximum montre que lorsque le faisceau s'est filamenté, il a tendance à rester dans cet état filamenté même à des intensités laser bien plus faibles que celles qui ont donné lieu à la filamentation. Pour autant, si le nombre de points chauds reste constant, certains meurent et d'autres apparaissent en des endroits différents, de sorte que la puissance se répartit sur un grand volume en moyenne. La remontée des seuils de filamentation consécutive à la diminution progressive de la densité du plasma, ne permet plus, après le passage de l'intensité maximale, la formation de nouveaux filaments.

L'étalement moyen de l'énergie diminue par ailleurs alors que le nombre de points chauds est conservé ; cela traduit le phénomène supplémentaire selon lequel les filaments, toujours aussi nombreux, mais dynamiques, se rapprochent au fur et à mesure de leur cycle de naissance et de mort, les uns des autres, phénomène visible à l'instant t_3 sur la figure VI.4 page 168.

VI.A.1.c Dépendance de la tache focale avec l'intensité laser

On a regroupé figure VI.8 page ci-contre des exemples typiques montrant l'évolution de la distribution d'intensité laser, en fonction de l'intensité envoyée sur le plasma. Ces images ont été obtenues par des tirs laser différents, au même instant

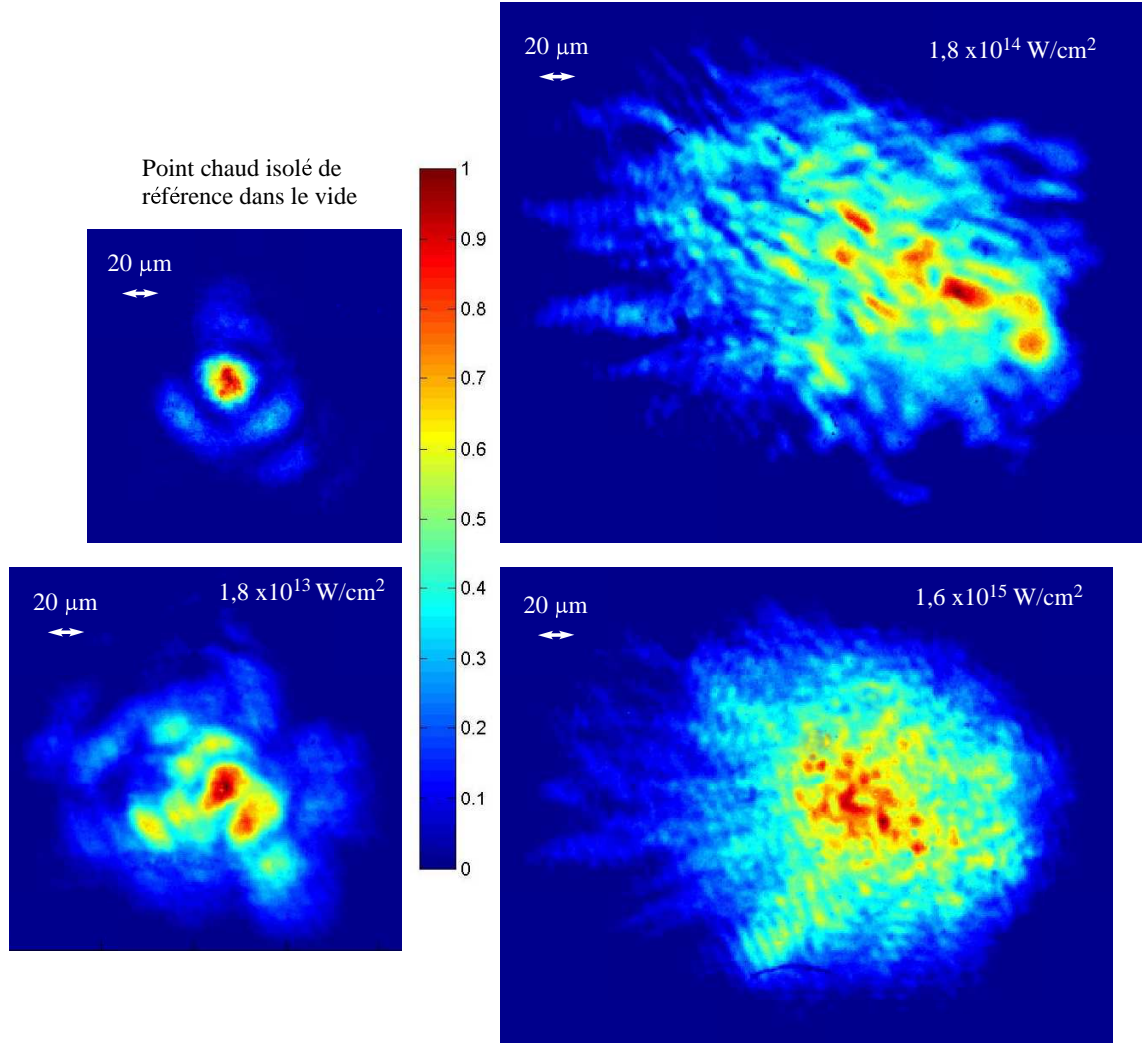


FIG. VI.8: Distribution transverse d'intensité en fonction de l'intensité moyenne. Le plasma utilisé est le plasma standard préformé décrit au chapitre II.B. page 22. Les enregistrements sont réalisés au maximum de l'impulsion laser ($t = 0,32$ ns), et le plan imagé par le diagnostic est situé en $z = 0$ (Cf. IV.10 page 113). L'irradiation du plasma est effectuée à l'aide du faisceau limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16,7$.

de l'impulsion laser et dans le plan $z = 0$ du plasma. Cette démarche expérimentale permet de comparer des images à conditions de plasma identiques (même densité électronique moyenne). Dans le paragraphe précédent, l'hydrodynamique globale du plasma était différente (densité exponentiellement décroissante du temps) en fonction du temps d'observation.

En-deçà du seuil d'autofocalisation, nous avons observé que la traversée du plasma ne déforme pas le faisceau d'interaction (non représenté ici).

Lorsque la puissance du faisceau d'interaction augmente, on observe progressivement la *fragmentation* du point chaud isolé en plusieurs points chauds (Cf image à $1,8 \times 10^{13}$ W/cm²). On a déjà discuté précédemment de la valeur du seuil pondéromoteur à la densité maximale du profil, soit $1,0 \times 10^{13}$ W/cm², de son augmentation du fait de la densité moindre, et de la diminution par transport non local. Ici encore, l'observation est en cohérence avec l'interprétation : on constate que la fragmentation du faisceau intervient au-delà du seuil d'autofocalisation (pas d'expression théorique de seuil néanmoins pour cette fragmentation). Le point chaud initial est néanmoins toujours présent, il domine le profil d'intensité. Sa fragmentation s'accompagne d'une diminution du diamètre à mi-hauteur des points chauds résultants par rapport au point chaud initial. Le phénomène associé est que la puissance laser se répartit sur un volume de plasma plus important.

Nous avons calculé, afin de quantifier l'éclatement, le rayon-type de distance de la puissance au barycentre de la tache donné par (VI.1) ; ce rayon-type augmente sensiblement (Cf figure VI.9 page suivante). Le faisceau subit donc un *éclatement* d'autant plus important. Ce processus est constitutif d'un lissage plasma.

Sur l'image suivante à $1,8 \times 10^{14}$ W/cm², on constate un élargissement considérable de la zone de plasma contenant de l'énergie. Le faisceau est très éclaté et plusieurs points chauds d'intensité comparable sont présents. On relève une très importante augmentation du *nombre* de points chauds. Chaque point chaud présente un diamètre plus petit : on mesure qu'à l'augmentation d'un facteur 10 de la puissance correspond une diminution de 15% de la taille moyenne des points chauds. On mesure que le nombre de points chauds est parallèlement multiplié par 3,5. On

prévoit une augmentation du rayon caractéristique de dépôt de la puissance, ce qui est confirmé par la mesure du rayon caractéristique de dépôt de la puissance *double* (Cf. figures VI.9 et VI.10 page suivante).

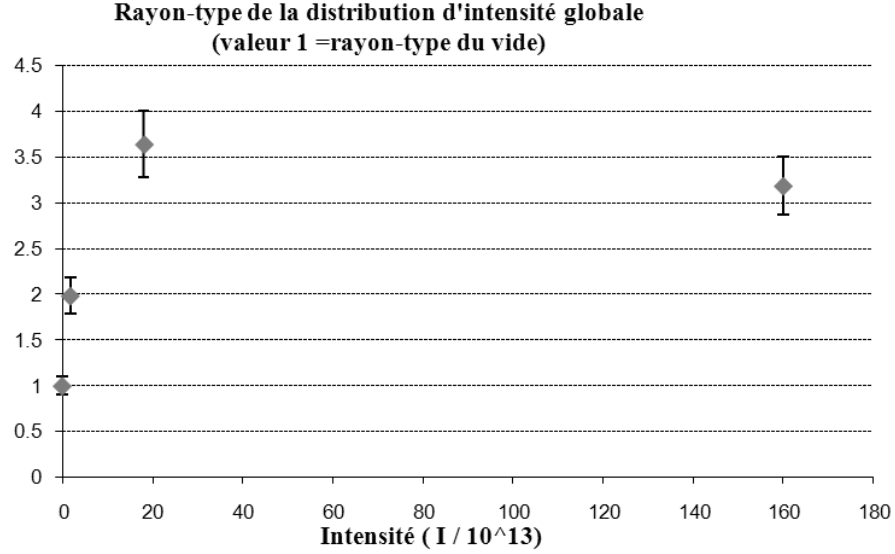


FIG. VI.9: Évolution du rayon-type de la distribution d'intensité mesurée au centre ($z = 0$) du plasma standard et à l'instant du maximum de l'impulsion laser ($t = 0,32$ ns), en fonction de l'intensité laser (unités de 10^{13} W/cm²). L'irradiation du plasma est effectuée à l'aide du faisceau limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16,7$.

Au-delà de 10^{14} W.cm⁻², on observe une diminution de la *taille* des points chauds ; entre $I = 1,8 \times 10^{14}$ W/cm² et $I = 1,6 \times 10^{15}$ W/cm², le diamètre caractéristique des points chauds diminue de 30%.

Par contre on observe sur la figure VI.10 une *saturation du nombre de points chauds* lorsque l'intensité devient supérieure à $1,8 \times 10^{14}$ W/cm². Le rayon moyen de dépôt de l'énergie sature également sur la figure VI.9 lorsque l'intensité devient supérieure à $1,8 \times 10^{14}$ W/cm².

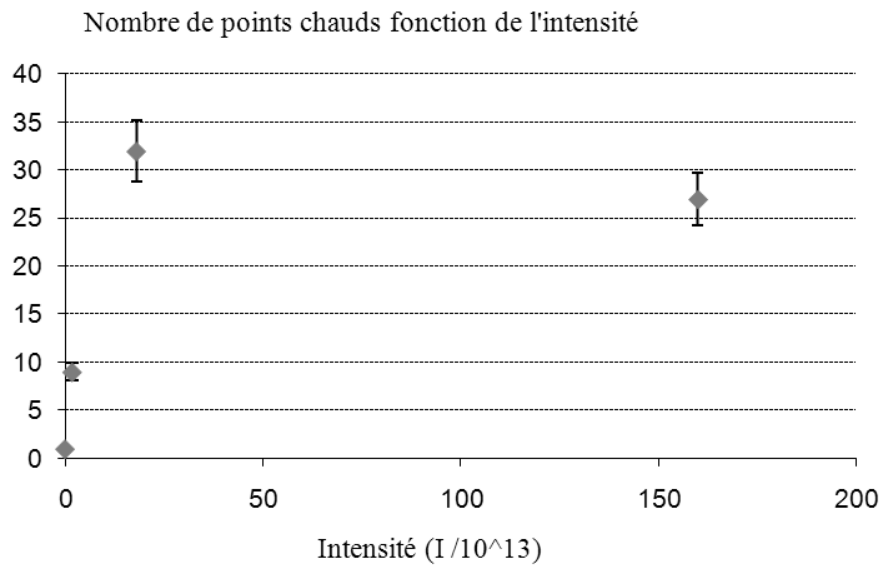


FIG. VI.10: Évolution du nombre de points chauds présents dans la tache focale, mesuré au centre ($z = 0$) du plasma standard et à l'instant du maximum de l'impulsion laser ($t = 0,32$ ns), en fonction de l'intensité laser (unités de 10^{13} W/cm²). L'irradiation du plasma est effectuée à l'aide du faisceau limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16,7$.

VI.A.2 Transmission

VI.A.2.a Influence de l'angle de collection de la lumière

L'objectif est ici d'analyser la contribution des différentes directions d'émission de la lumière à l'image finale obtenue en sortie de plasma. Nous avons étudié ici la distribution des vecteurs d'ondes émis en transmission, selon la position du point d'émission dans le plasma, toujours dans le cas d'une irradiation en point chaud isolé.

Des écrans opaques ont été placés dans le champ proche de collection, tout en maintenant l'imagerie en champ lointain (Cf. figure VI.11 page suivante), de sorte à sélectionner en direction les vecteurs d'onde du champ proche.

On a regroupé les résultats typiquement obtenus sur le tableau VI.12 page 183. Les études ont été menées à une intensité laser égale à $1,2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

Au début de l'impulsion laser, précisément 100 ps après le maximum du profil de l'impulsion (Cf. figure II.12 page 33), on regroupe sur la première ligne du tableau VI.12 page 183 le champ lointain collecté dans le cône d'incidence (gauche) et hors cône d'incidence (droite). Dans le cône d'incidence, le point chaud isolé est transmis sans modification notable.

En dehors du cône d'incidence, on constate un fort éclatement, le rayon-type de dépôt de l'énergie (calculé selon VI.1 page 169) est *cinq* fois plus élevé que dans le cône d'incidence. *En début d'impulsion, l'éclatement du point chaud isolé ne provient que de la lumière émise hors du cône d'incidence.* Par ailleurs, la lumière collectée à ces forts angles présente peu de contraste optique, ce que l'on peut rapprocher d'un lissage important. C'est la lumière émise avec des vecteurs d'onde en-dehors du cône d'incidence qui est fortement lissée.

Plus tard dans l'impulsion, soit environ à moitié de l'intensité maximale, entre t_3 et t_4 figure VI.4 page 168, on constate que la lumière collectée dans le cône d'incidence fournit une image de champ lointain beaucoup plus chahutée que dans les instants initiaux, le point chaud s'est brisé en plusieurs points chauds.

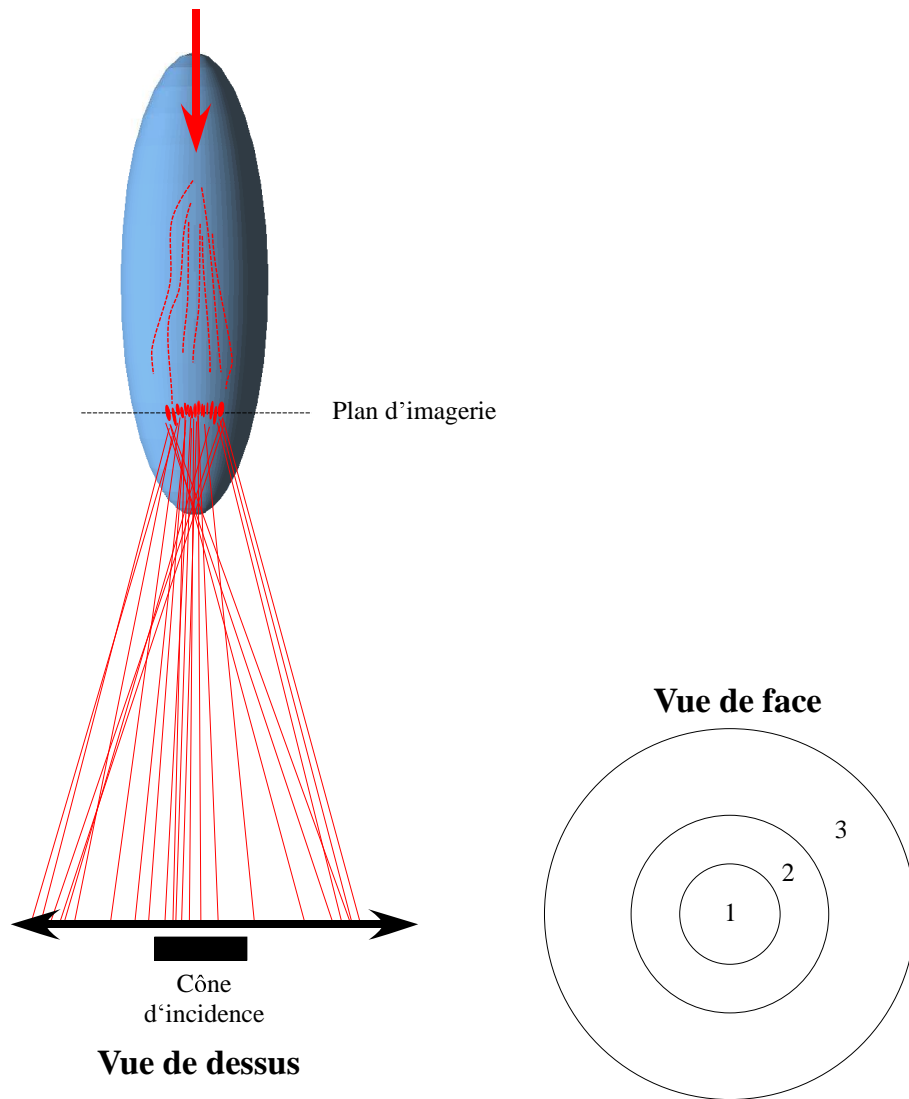


FIG. VI.11: Principe de la sélection du cône de collection. Un premier masque (1), collecte la lumière dans l'ouverture du faisceau incident (ouverture $F/16$, $\text{angle} \in [0, \theta_0]$). Un deuxième masque collecte la lumière dans une couronne angulaire d'ouverture double de celle du faisceau ($\text{angle} \in [\theta_0, 2\theta_0]$). La lentille de collection permet une collection angulaire jusqu'au nombre d'ouverture $\# = 2,5$.

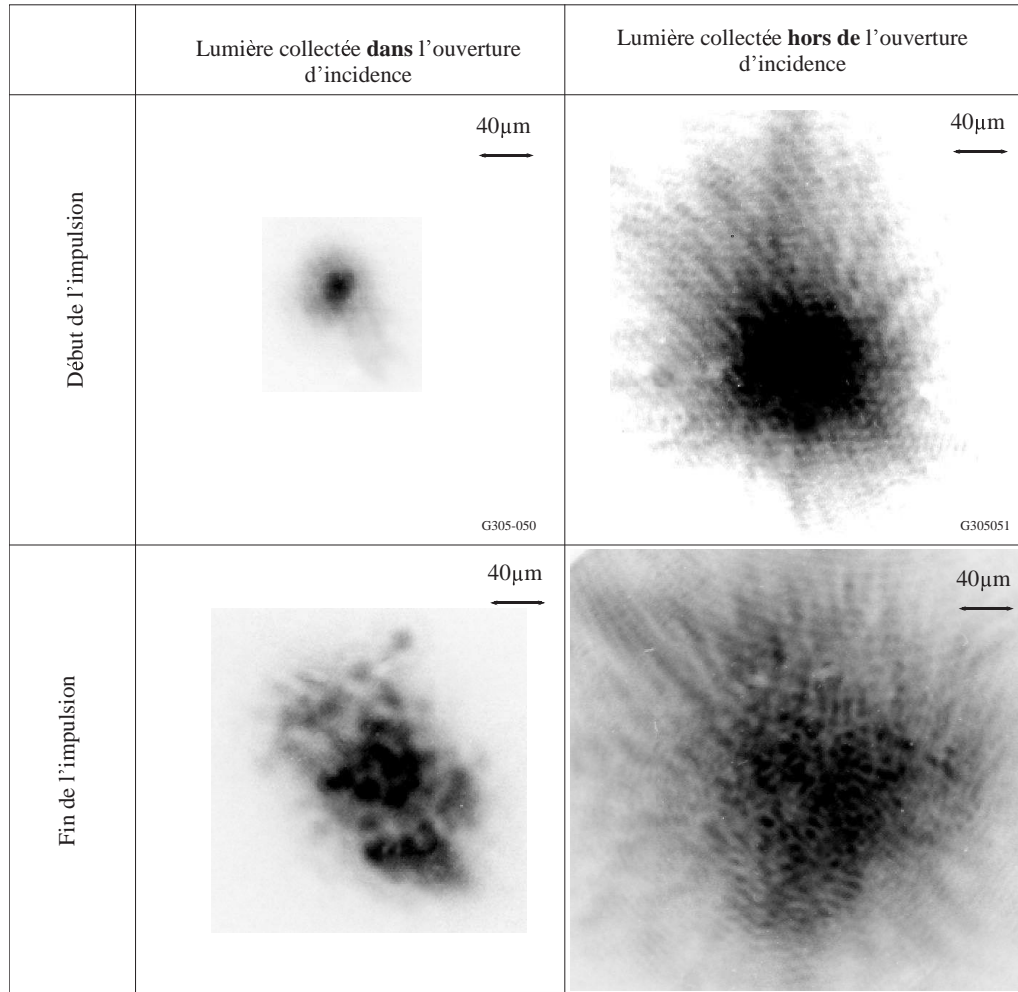


FIG. VI.12: Champ lointain en fonction de l'ouverture de collection (irradiation en point chaud isolé). À gauche, collection dans le cône d'incidence. À droite, collection hors du cône d'incidence. Première ligne : début de l'impulsion (200 ps après la montée), deuxième ligne : fin de l'impulsion (500 ps après la montée). Le plasma utilisé est le plasma standard préformé décrit au chapitre II.B. page 22, irradié en faisceau limité par la diffraction dans le vide, de nombre d'ouverture $\# = 16,6$, à l'intensité $I = 1,2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Le plan imagé par le diagnostic dans chaque image est situé en $z = 0$ (Cf. IV.10 page 113).

La lumière hors cône présente toujours un étalement de l'ordre de cinq fois l'étalement du point chaud initial, mais présente un contraste plus important qu'à intensité maximale en début d'impulsion.

VI.A.2.b Transmission de la puissance dans les diverses zones de champ proche

L'évolution du taux de transmission en fonction de l'intensité laser est donnée figure VI.13 page suivante. Les valeurs fournies sont intégrées temporellement sur toute la durée de l'impulsion laser.

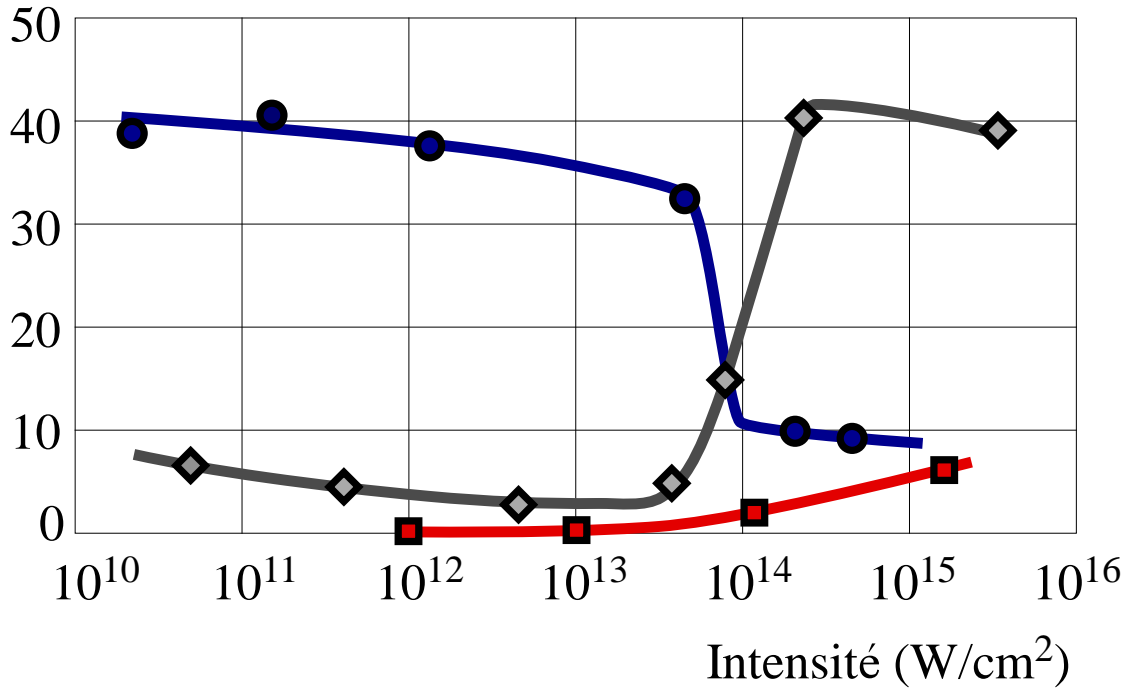
Le taux de transmission global se situe aux alentours de 45%, et reste peu dépendant de l'intensité laser.

Une telle transmission globale constante résulte de deux effets complémentaires :

- dans le cône d'incidence, le taux de transmission est constant en régime linéaire, puis chute vers $I \approx 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ pour atteindre un palier bas compris entre 5% et 10% pour des éclaircissements supérieurs.
- hors du cône d'incidence, le taux de transmission est très faible en régime linéaire, le faisceau restant localisé dans le cône d'incidence. À partir de $I \approx 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, le taux de transmission hors cône augmente de manière complémentaire au taux dans le cône d'incidence, pour atteindre un palier haut légèrement décroissant entre 40% et 35%.
- À très forte intensité, de l'ordre de 10^{15} W/cm^2 , on constate que la partie de l'intensité émise en-dehors du cône d'angle double de celui du cône incident se situe aux alentours de 5%. Ceci peut laisser supposer que la faible diminution du taux de transmission hors cône lorsque l'on passe de $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ à $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, de l'ordre de 5%, est due à l'apparition de vecteurs d'ondes plus inclinés, qui ne sont plus collectés par la lentille de collection placée en sortie de plasma¹. Cette observation est cohérente avec la simulation que nous

¹Le nombre d'ouverture du cône d'incidence est 16,6 et celui de la lentille de collection est 2,5 soit six fois plus ouvert.

Taux de transmission (%)



- transmission dans le cône incident ($[0, \theta_0]$)
- ◆— transmission couronne ($[\theta_0, 2\theta_0]$)
- transmission couronne extérieure ($> 2\theta_0$)

FIG. VI.13: Taux de transmission suivant les angles de collection, en fonction de l'intensité (irradiation en point chaud isolé). La transmission en régime linéaire est confinée au cône incident. Aux alentours de $I \approx 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ à 10^{14} W/cm^2 , la transmission dans le cône incident chute au profit de la transmission hors cône incident. Ce phénomène signe l'élargissement important du champ proche, il est lié à l'éclatement de la tache focale en champ lointain à l'intérieur du plasma. Lorsque l'intensité continue de croître, on constate l'augmentation de la quantité de lumière très déviée (hors d'un cône deux fois plus ouvert que le cône incident).

avons effectuée au IV.D., où l'on observait même à l'intensité beaucoup plus faible de $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ des vecteurs d'onde de nombre d'ouverture $\# = 2$.

Lorsque la puissance est de l'ordre de la puissance critique, le faisceau commence à se fragmenter comme on l'a vu, mais il n'y donc pas apparition immédiate de vecteurs d'onde nettement plus inclinés et sortant du cône initial. Lorsque l'intensité augmente pour arriver aux alentours de $I \approx 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, on constate l'apparition de vecteurs d'onde fortement inclinés lorsque l'intensité dépasse d'un facteur situé entre 5 et 9 fois le seuil de filamentation précédemment observé.

Du point de vue des processus à l'oeuvre à l'intérieur du plasma, cet élargissement important du champ proche correspond à l'augmentation de la taille transverse de la distribution d'intensité à travers le plasma (Cf. § VI.A.1.c page 176). Il est raisonnable de penser que c'est la signature de phénomènes très instationnaires qui apparaissent dès les premières instabilités de filament, résultant du couplage entre champ électromagnétique et fluctuations de densité du plasma.

De manière imagée et séquentielle, le creusement complexe de densité du plasma qui en résulte créant une sorte de matrice tridimensionnelle dynamique de centres de focalisation pour l'onde de pompe qui suit. Les directions de diffusion de la lumière par cette répartition complexe de densité de plasma sont d'autant plus variées que les gradients de densité le sont. Dès lors, l'élargissement spatial en champ lointain avec l'apparition de multiples structures à petite échelle paraît indissociable de l'élargissement angulaire du champ proche. La dynamique et l'échelle de temps caractéristique de l'instationnarité des structures a été traitée au paragraphe VI.A.1.a page 159 et suivants.

VI.A.3 Influence de l'expansion du plasma et influence de la vitesse de plasma transverse

VI.A.3.a Présentation de l'expérience et objectifs

Afin d'étudier l'influence de la vitesse d'expansion du plasma (en norme et en direction) sur le seuil de filamentation, nous avons reconfiguré l'installation en modifiant le rôle des faisceaux laser vis-à-vis de l'orientation de l'expansion du plasma.

Cela revient à réaliser des expériences identiques à celles précédemment décrites, mais en orientant la feuille mince de CH de sorte que l'expansion du plasma se fasse *perpendiculairement* à la direction du faisceau d'interaction.

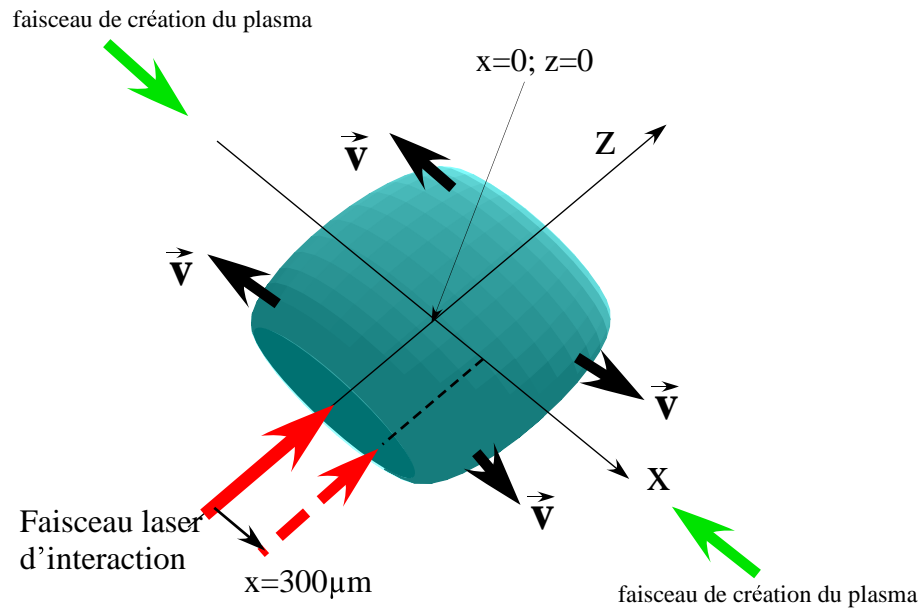


FIG. VI.14: Configuration expérimentale pour l'étude d'un flux transverse dans le plasma.

Schématiquement, la figure VI.14 indique la configuration d'arrivée du faisceau d'interaction sur le plasma en expansion.

Le plasma est encore *inhomogène* suivant la direction z de propagation du faisceau d'interaction (Cf. figure VI.15 page suivante), et possède dans cette direction la longueur $300\mu m$.

Nous avons réalisé des mesures en envoyant le faisceau d'interaction dans différentes zones du plasma, chacune correspondant donc à une vitesse différente d'expansion transverse du plasma. La mesure de la correspondance entre vitesse et position du point d'impact a été faite, et donnée figure II.11 page 31. Le faisceau d'interaction traverse donc des zones approximativement isovitesse (Cf schéma VI.15).

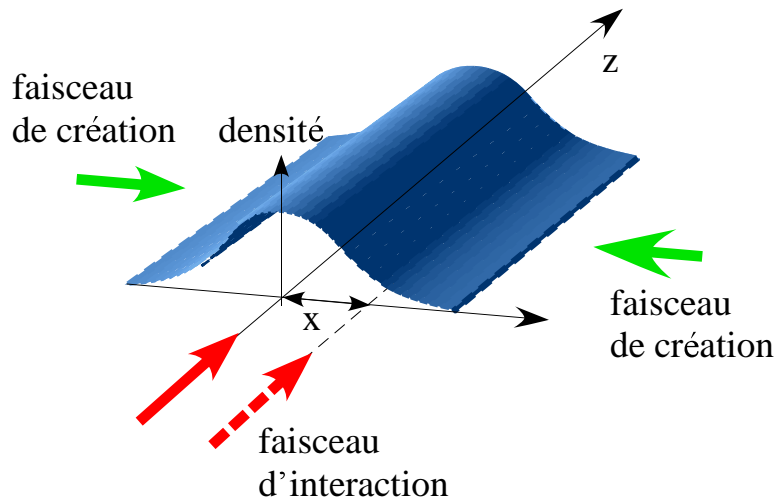


FIG. VI.15: Densité du plasma pour l'étude de l'influence du flux. La longueur du plasma dans le sens du faisceau d'interaction est de l'ordre de la taille de la cible ($300\mu m$).

Il a été observé précédemment par Montgomery et al. une déflexion angulaire du faisceau laser, de l'ordre de quelques degrés à l'éclairement 10^{15} W/cm^2 [16]. Qualitativement, on peut considérer que le canal de densité creusé par le laser dans le plasma est transporté dans la direction de la vitesse globale du plasma [74]. La déviation est interprétée dans la mesure où le canal de densité agit comme un guide d'onde pour le filament laser.

VI.A.3.b Abaissement du seuil de filamentation par flux longitudinal

Le premier résultat est un plus faible éclatement du faisceau laser en $x = 0$ que lors de la présence d'une expansion longitudinale importante du plasma (Cf. VI.A.1.c page 176). Ce résultat peut être interprété de plusieurs manières :

- l’hypothèse la plus plausible est que la longueur de plasma traversée dans la nouvelle expérience (figure VI.14), et que l’on peut estimer à $400\mu m$, est plus faible que la longueur de plasma traversée dans les expériences précédentes (de l’ordre du millimètre, Cf. figures IV.9 page 110).
- une autre hypothèse serait que l’éclatement du faisceau soit sensible au flux longitudinal. Dans la nouvelle expérience en effet, le flux longitudinal (i.e. le long du faisceau d’interaction), est quasi nul. Cependant, il est nécessaire pour étudier l’influence du flux longitudinal, de fixer les autres paramètres, en particulier la longueur de plasma, ce que nous n’avons pas eu l’opportunité de réaliser.

Ainsi la topographie de la tache focale est complètement différente dans cette deuxième expérience, en liaison avec la plus faible profondeur de plasma traversée. Nous n’observons plus de taches focales composées de très nombreux points chauds comme celles obtenues à éclairnement de l’ordre de 10^{15} W/cm^2 (Cf. figure VI.8 page 177).

VI.A.3.c Modification du seuil de filamentation par l’orientation du flux de plasma

Il est intéressant de se demander si le décalage spatial induit par le flux transverse ne risque pas de déstabiliser le faisceau laser incident, en provoquant une ondulation similaire à celle que nous avons observée pour l’instabilité de filament dans un plasma sans vitesse transverse. Nous avons regroupé figure VI.17 page 191 le champ lointain imagé en $z = 0$ pour un faisceau limité par la diffraction, de nombre d’ouverture $\# = 16,7$ (mêmes conditions laser que dans les expériences précédemment décrites). L’observation se fait en imageant le plan $z = 0$. On constate que le point chaud isolé subit moins d’éclatement de son champ lointain en $x = 0$ en l’absence de flux longitudinal et transverse, que dans les études que nous avons menées avec le plasma standard pour lequel existe une vitesse longitudinale. Lorsque l’on augmente la vitesse *transverse* d’écoulement que subit le point chaud isolé, en focalisant le faisceau laser en $x \neq 0$, on observe une augmentation graduelle de l’éclatement

du faisceau. L'éclatement est d'autant plus important que la vitesse transverse augmente (la vitesse d'expansion est donnée par le profil de vitesse II.11 page 31.).

Quantitativement, on a reporté sur la figure VI.16 le critère d'étalement de la distribution en fonction de la position dans le flux transverse de plasma.

Le seuil de filamentation diminue lorsqu'apparaît un flux transverse : l'éclatement du faisceau augmente, et on constate une fragmentation du point chaud initial. Sur les images les plus externes, on voit clairement l'effet de fuite du faisceau dans la direction du flux prédit par Harvey Rose [74, 16].

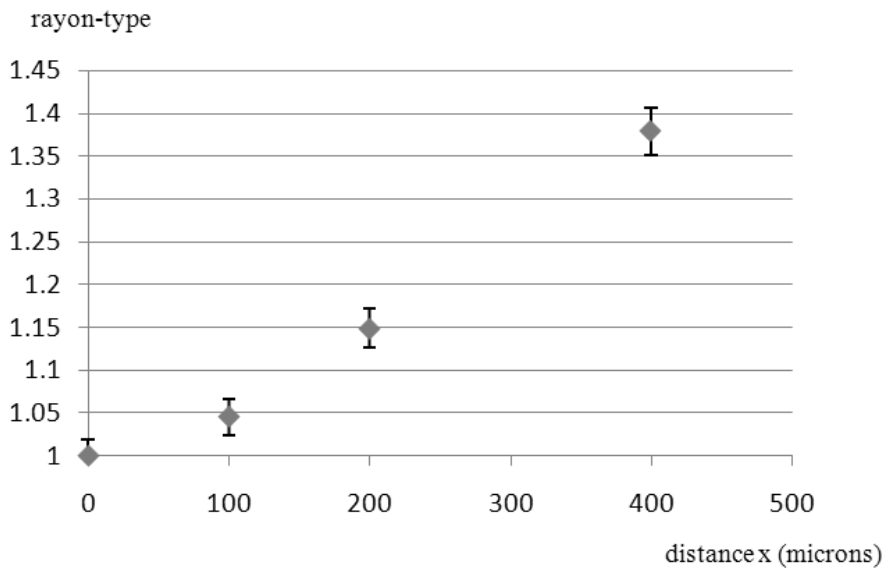


FIG. VI.16: Rayon-type de la distribution d'intensité transverse (rapporté au rayon-type de la distribution en l'absence de flux transverse), tracée en fonction de la distance x (microns) du point d'impact du faisceau au centre du plasma. L'intensité du faisceau laser incident a été choisie à $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Le plasma est le plasma standard mais attaqué par le faisceau laser à 90° . Le plan imagé est $z = 0$. La vitesse d'expansion est donnée par le profil de vitesse II.11 page 31.

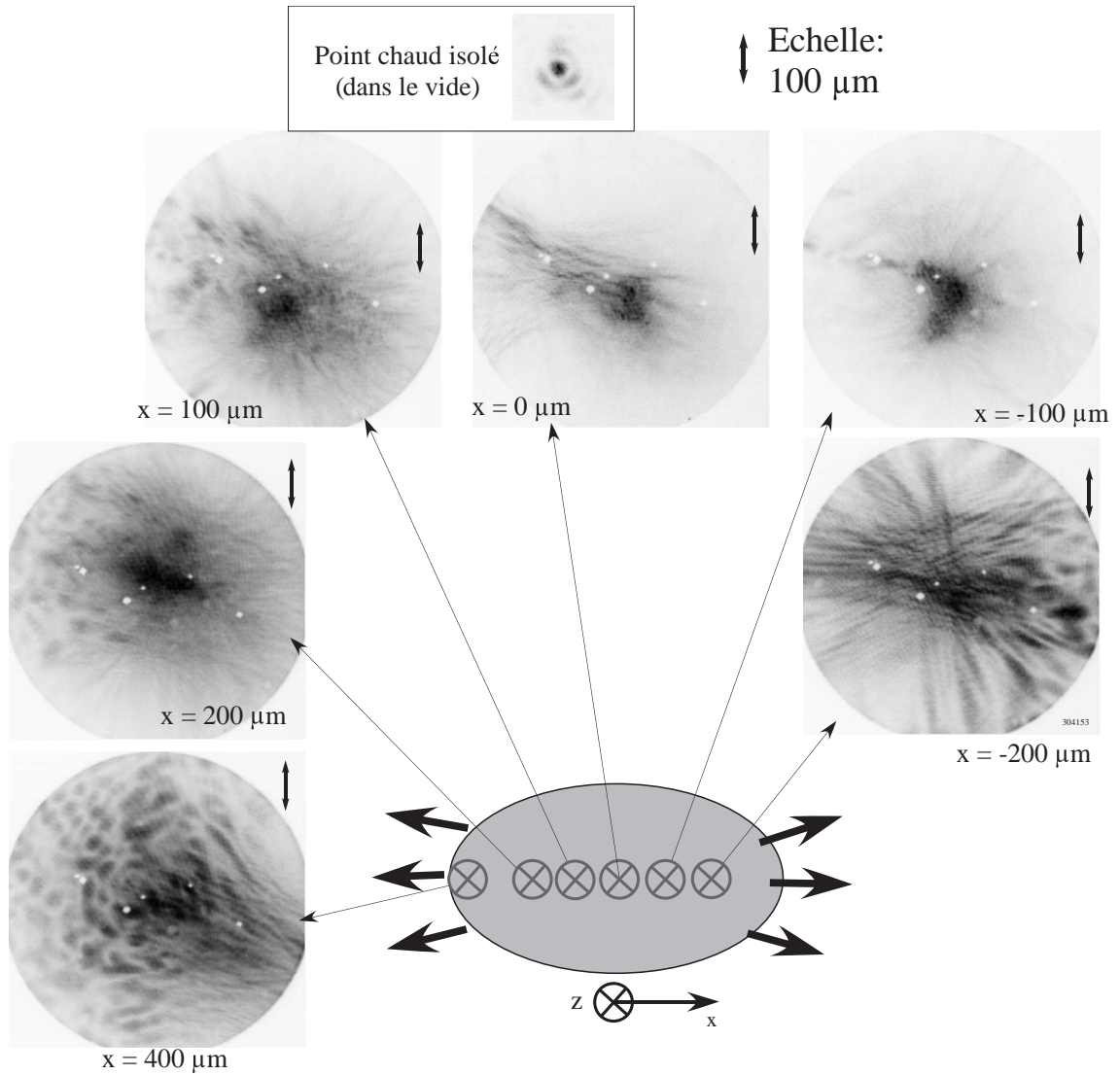


FIG. VI.17: Éclatement en présence d'une vitesse de plasma transverse. Le plasma utilisé est le plasma standard préformé décrit au chapitre II.B. page 22. Le plan imagé par le diagnostic dans chaque image est situé en $z = 0$ (Cf. IV.10 page 113). L'image obtenue en focalisant le point chaud isolé sur la zone dépourvue de flux montre un faible éclatement et l'absence des nombreux point-chauds secondaires que l'on a montré avec un flux longitudinal; ce résultat est en accord avec les observations faites au Los Alamos National Laboratory. Le seuil de filamentation est donc fortement remonté lorsque l'on supprime le flux longitudinal. Le seuil de filamentation diminue à nouveau lorsqu'apparaît un flux transverse : l'éclatement du faisceau augmente, et on constate une fragmentation du point chaud initial. Sur les images les plus externes, on voit clairement l'effet de fuite du faisceau dans la direction du flux prédit par Harvey Rose dans [74].

VI.B. Résultats du diagnostic de diffusion Brillouin stimulée

Ce travail s'est inscrit au sein des études menées par notre groupe au LULI sur les instabilités paramétriques. Le dépôt de l'énergie laser par bremsstrahlung inverse ne peut se faire dans de bonnes conditions si une partie importante de l'énergie incidente a déjà été rétrodiffusée avant d'atteindre de fortes densités de plasma. Or les instabilités paramétriques Raman et Brillouin, processus résonnants à trois ondes, l'onde de pompe, une onde plasma ou une onde acoustique ionique et une onde électromagnétique dite Raman ou Brillouin diffusée, font perdre de l'énergie à l'onde de pompe, à cause des ondes rétrodiffusées hors du plasma. La localisation spatiale de la diffusion Brillouin stimulée (DBS) le long de l'axe laser a été publiée précédemment par notre groupe, dans le cas de l'irradiation en faisceau lissé par lame de phase aléatoire [70, 124, 19]. Dans nos expériences, la DBS se développe préférentiellement à l'avant du plasma ($z < 0$). Les taux de réflectivité intégrée dans le temps, que nous avons mesurée en corrigeant le front d'onde du faisceau, est rappelé sur la figure VI.18 (extrait de [42]). Les points à forte intensité ont été obtenus en utilisant un diaphragme à $f/10$, éventuellement avec une correction à l'aide du miroir déformable. La réflectivité Brillouin intégrée spatialement et temporellement sature aux alentours de 6% à partir de 2×10^{15} W/cm². Nous présentons dans la suite une caractérisation plus précise de la réflectivité, temporellement et spatialement.

VI.B.1 Taux de rétrodiffusion

On présente sur la figure VI.19 page 194 la réflectivité instantanée, repérée temporellement par rapport à l'impulsion laser, pour une propagation du faisceau d'interaction parallèle à la vitesse d'expansion du plasma.

Ce graphe permet d'interpréter les taux de diffusion Brillouin stimulée de manière plus fine :

- la réflectivité est très localisée temporellement au début de l'impulsion laser,
- elle a lieu sur une durée de l'ordre de 200 ps.

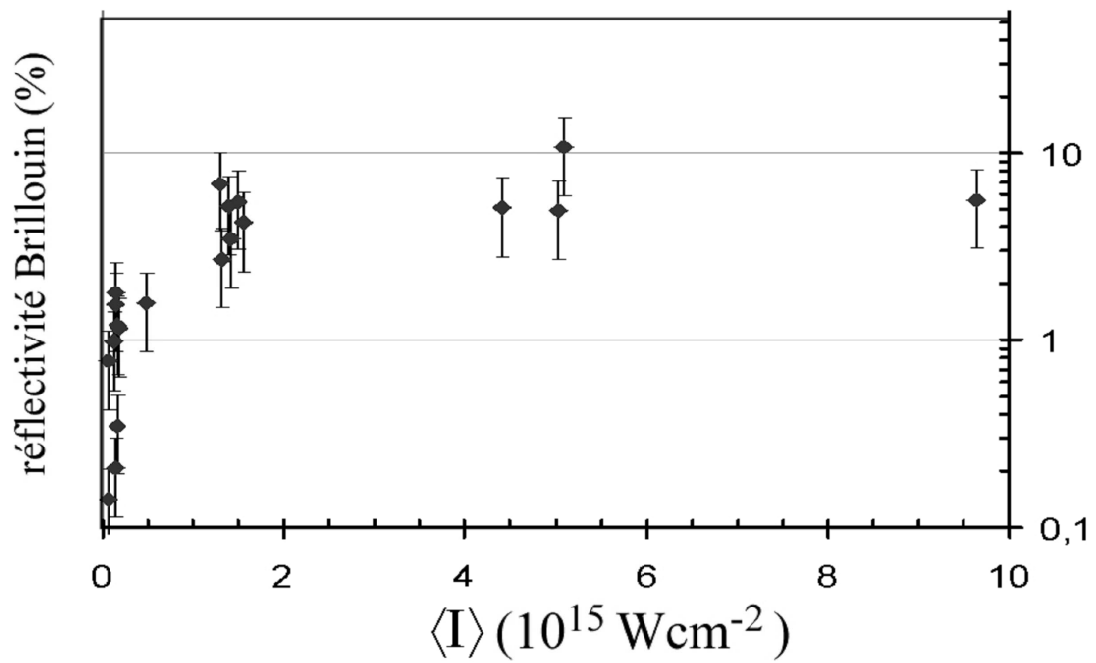


FIG. VI.18: Taux de réflectivité Brillouin en fonction de l'éclairement laser pour un faisceau limité par la diffraction, dans nos conditions de plasma standard. Les mesures à forte intensité ont été obtenues en utilisant le miroir déformable, avec un nombre d'ouverture $\# = 10$.

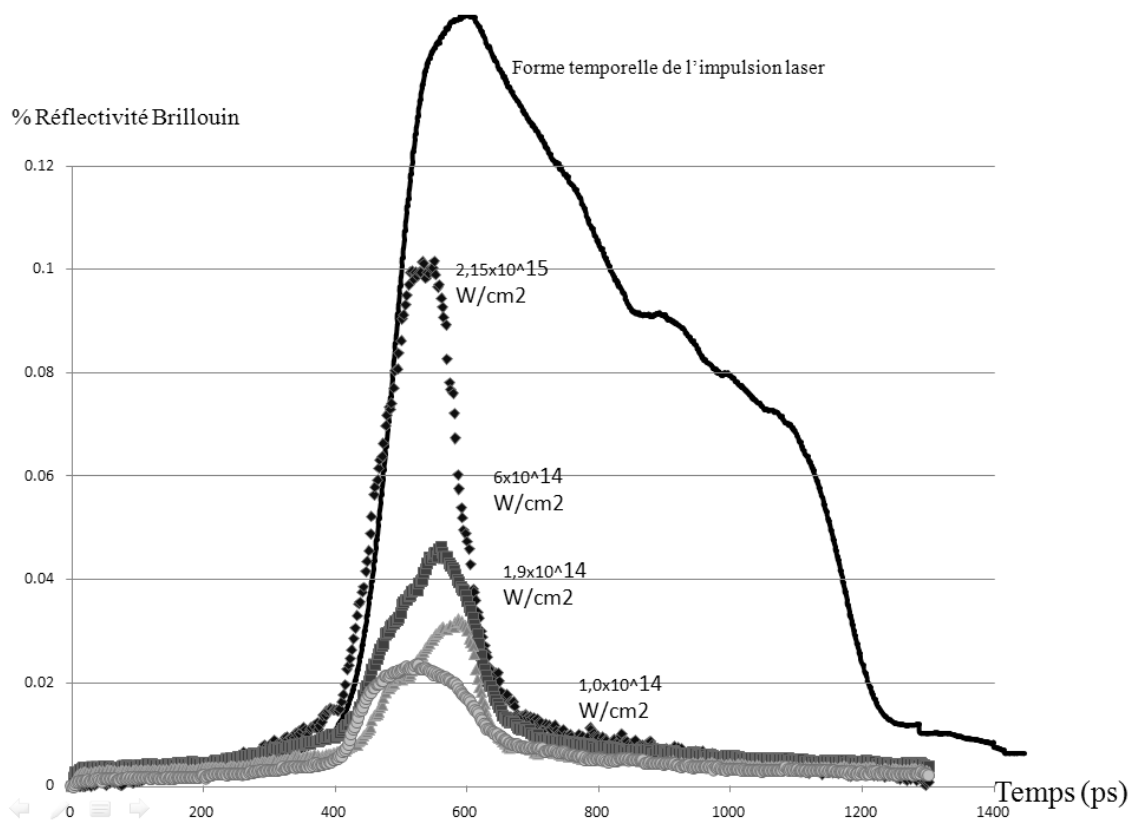


FIG. VI.19: Taux de réflectivité Brillouin instantanée calibré, en unités arbitraires. L'intégrale sous la courbe à 2×10^{15} W/cm² est égale à 6%, voir figure précédente. Le plasma est le plasma standard.

La localisation temporelle précoce de la diffusion Brillouin stimulée reste à expliquer théoriquement : il est possible que la rétrodiffusion Brillouin, qui a lieu spatialement dès l'entrée peu dense du plasma, affaiblisse suffisamment l'onde de pompe de sorte que les taux de croissance du Brillouin plus profondément soient moins importants, à cause du double effet engendré : moins d'onde de pompe, et moins d'autofocalisation résultante.

Les taux globaux de réflectivité Brillouin que nous avons mesurés, de l'ordre de quelques pourcents (6% à $2,1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$), correspondent donc aux réflectivités instantanées importantes, trois à quatre fois plus élevées (i.e. dans le rapport 650/200), soit entre 18% et 24%, puisque l'émission Brillouin n'a lieu que pendant une durée de 200 ps au début de l'impulsion laser.

Il est par ailleurs intéressant de constater que la *durée* et la *synchronisation* de la DBS ne varient pas en fonction de l'intensité : lorsque l'intensité décroît, la réflectivité décroît mais la durée d'émission reste de 200 ps. Enfin, quelle que soit l'intensité, le début de l'émission et la fin de l'émission se produisent toujours au même instant par rapport au faisceau d'interaction.

VI.B.2 Imagerie de la diffusion Brillouin stimulée dans le cas de l'irradiation en point chaud isolé

VI.B.2.a Images 2D intégrées sur 100 ps

Il est essentiel de tenir compte des résultats du paragraphe précédent, qui établit qu'*en dehors d'une durée de l'ordre de 200 ps, l'intensité de la DBS est négligeable du point de vue de la transmission de l'énergie*. Cependant, afin de comprendre les mécanismes de croissance et de la disparition de la DBS, il est très utile d'examiner sa *topographie* lors des phases de montée et de descente en plus des instants d'activité maximale.

Nous avons utilisé les caméras à temps de pose court (précédemment employées pour l'imagerie bidimensionnelle résolue en temps de la transmission) afin d'imaginer la diffusion Brillouin stimulée spatialement, avec les premières images de la

répartition transverse de l'émission temporelle Brillouin dans le cas de l'irradiation en point chaud isolé. Les résultats précédents obtenus au sein du groupe ont montré que la DBS se développe principalement en avant du plasma. Nous avons donc réglé le diagnostic d'imagerie en rétrodiffusion de sorte à imager le plan $z = -400 \mu\text{m}$.

La distribution d'intensité de la DBS pour une intensité de l'onde de pompe égale à $1,0 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, relevée en fonction du temps en avant du plasma en $z = -400 \mu\text{m}$, est présentée sur la figure VI.20 page suivante. Nous présentons quatre images typiques de quatre différents instants au cours de l'évolution de l'onde laser. À cette intensité, la réflectivité intégrée est à une valeur située entre 3% et 6%.

Les atténuateurs devant le détecteur ont été retirés pour observer la distribution de DBS en dehors de la durée maximale d'émission.

Au tout début de l'impulsion, i.e. lorsque la puissance du faisceau est bien en-deçà des seuils de non linéarité (pas d'autofocalisation), on constate que la zone d'activité de la DBS est réduite à la partie centrale du point chaud isolé, qui présente la plus forte intensité laser. La réflectivité augmente ensuite très violemment pendant les 100 premières picosecondes de l'impulsion, pour arriver à sa valeur maximale. Parallèlement, le faisceau laser en transmission subit, au-delà de la zone de forte autofocalisation et de forte réflectivité Brillouin, un très fort éclatement (Cf paragraphe VI.A.1.b page 169). Les points chauds « fils » apparus du fait de la filamentation semblent donc ensuite s'autofocaliser également de sorte qu'en leur sein la DBS est toujours présente, bien que beaucoup moins intense (troisième image), mais spatialement localisée sur les points chauds « fils ».

La réflectivité de DBS s'éteint alors quasiment complètement, et en fin d'impulsion laser, on retrouve une situation analogue à la situation de départ, l'activité de la DBS est réduite à la partie centrale du point chaud isolé, cependant plus chahuté du fait de la concentration de l'intensité dans les canaux où la densité a été précédemment « creusée ».

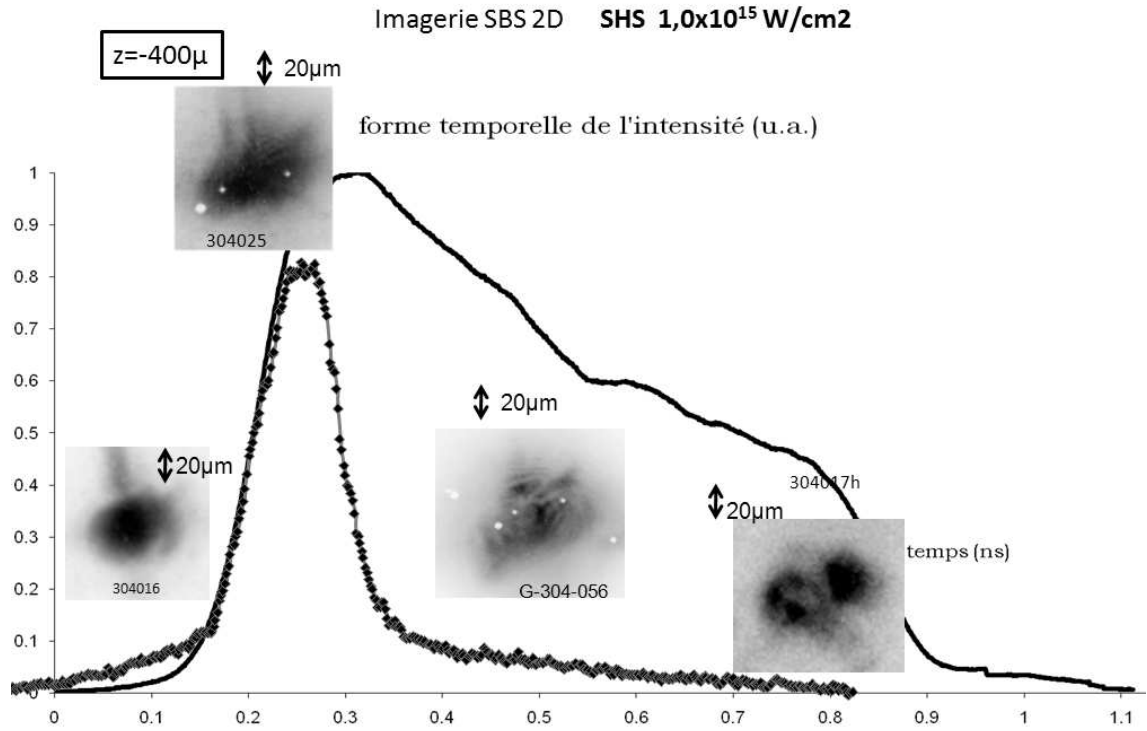


FIG. VI.20: Imagerie bidimensionnelle de la diffusion Brillouin stimulée en fonction du temps, dans un plan orthogonal à l'axe de propagation laser. Les images sont en fausses couleurs, et non calibrées les unes par rapport aux autres de sorte à pouvoir comparer les topographies de l'émission au cours du temps. L'intensité rétrodiffusée a été reproduite à partir de la figure précédente, sans lien avec l'échelle verticale qui est relative au niveau d'intensité imposé par le laser). L'intégrale sous la courbe de réflectivité (losanges) vaut 3–6%. Le plasma utilisé est le plasma standard, irradié en faisceau limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16,7$. Le plan imagé par le diagnostic dans chaque image est situé en $z = -400$ micron (Cf. IV.10 page 113).

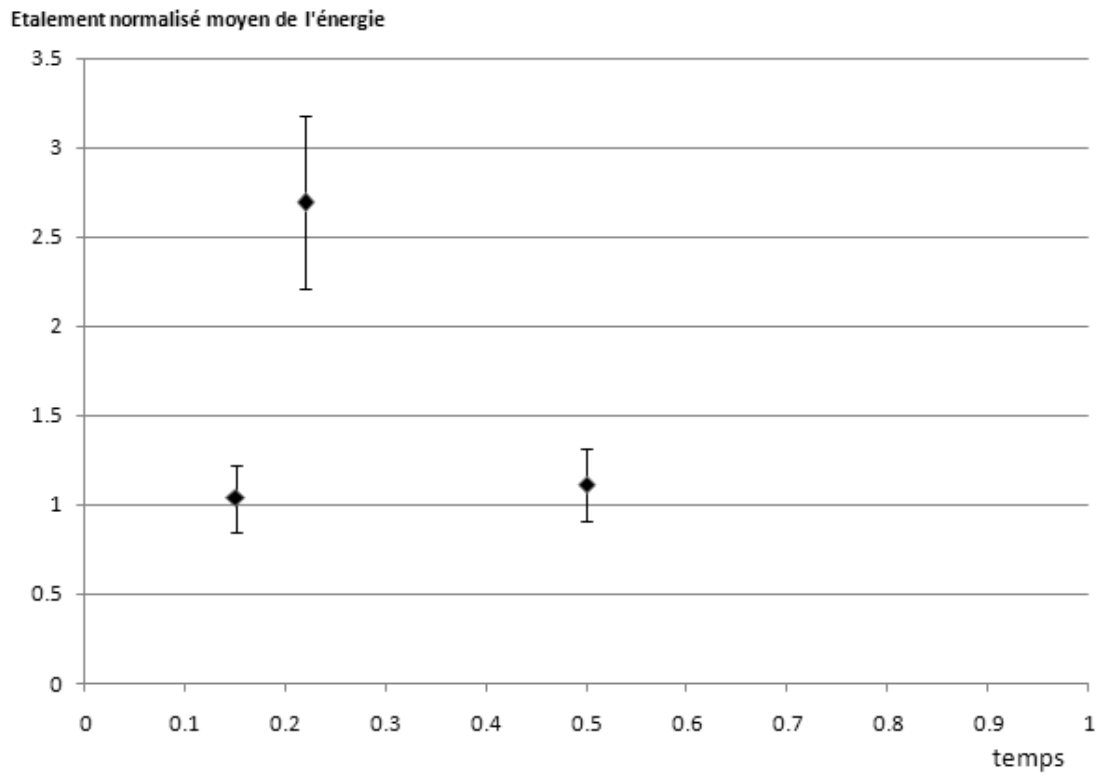


FIG. VI.21: Critère d'étalement de la puissance pour la rétrodiffusion Brillouin stimulée. Plasma standard, mesures effectuées en $z = -400\mu m$, irradiation en faisceau limité par la diffraction de nombre d'ouverture $\# = 16,7$.

VI.B.2.b Différents régimes pour la DBS selon l'espace et le temps

Le changement de régime pour la diffusion Brillouin lors des phases de forte émission est visible sur le graphe de l'écart moyen de la puissance par rapport au barycentre de la tache (Cf. figure VI.21 page précédente). Le rayon caractéristique de la zone d'émission de la DBS est de l'ordre de deux fois et demie plus élevé que le rayon caractéristique du faisceau incident. Cette valeur ne coïncide pas avec l'augmentation d'un facteur trois et demi observée pour le rayon caractéristique de la zone d'émission en transmission (figures VI.9 page 179 et VI.5 page 170).

Bien entendu, il est difficile de corréler les images de diffusion vers l'avant avec les images de réflectivité Brillouin. En effet, l'étude que nous avons menée au chapitre IV nous a montré que seules les images de diffusion vers l'avant observées dans des plans $z \geq 0$ sont aisément interprétables comme la distribution réelle d'intensité dans le plasma. Ua contraire pour la diffusion Brillouin stimulée, on obtient que la condition est $z < 0$. La zone de forte émission Brillouin étant située vers $z = -400 \mu\text{m}$, et la zone de filamentation étant observée au-delà de $z = 0$, on ne peut superposer les deux images. Il faudrait pour cela un plasma très mince pour limiter les effets de propagation non linéaire, mais qui alors perdrait beaucoup de son intérêt du point de vue de l'interaction car trop court pour que les instabilités et la filamentation puissent se développer.

Courbes de proportion en puissance

Le graphe de répartition de la puissance en fonction de l'intensité figure VI.23 page suivante met en évidence de manière spatiale la *non-linéarité* de la réflectivité Brillouin : il met en regard les répartitions d'intensité réfléchi par le phénomène de DBS figure VI.23 et incidente figure VI.22 page suivante. la distribution d'intensité de la DBS présente une quantité particulièrement importante de sa puissance entre $0,9I_{\text{max}}$ et I_{max} , ce qui est atypique dans une distribution de point chaud isolé, très « piquée » au centre (Cf. figure VI.22 page suivante).

Mécanismes de saturation de la DBS

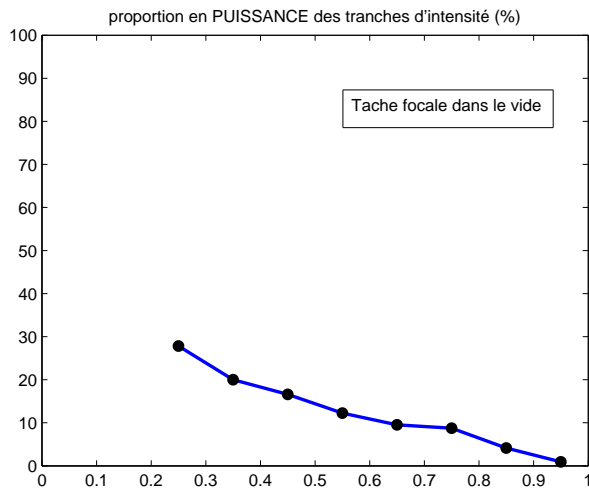


FIG. VI.22: Courbe de proportion de puissance contenue dans chaque décile d'intensité pour une tache de référence dans le vide. Exemple de lecture : environ 28% de la puissance du point chaud est contenue entre $0,2I_{\max}$ et $0,3I_{\max}$.

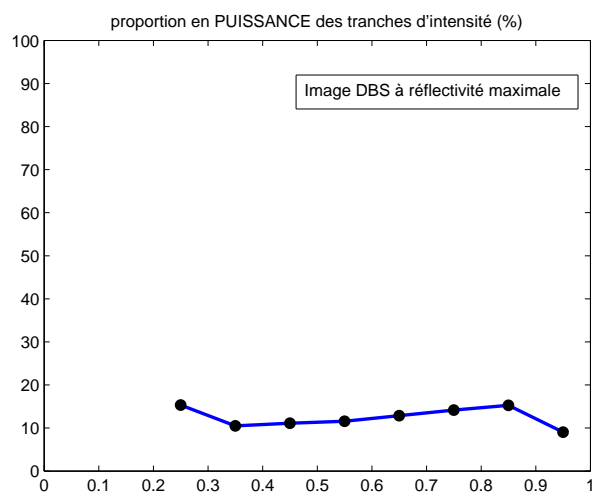


FIG. VI.23: Courbe de proportion de puissance contenue dans chaque décile d'intensité pour la tache de diffusion Brillouin stimulée. Mesure effectuée en $z = -400 \mu\text{m}$ sur le plasma standard irradié en faisceau limité par la diffraction d'ouverture $f/16,7$, à l'instant du maximum d'émission Brillouin.

Nous pouvons ainsi proposer, par ordre d'importance, un résumé des mécanismes dont nous avons montré l'existence soit dans ce manuscrit soit au cours de travaux dans notre groupe, et qui seraient susceptibles de limiter la croissance de la DBS :

1. La DBS est limitée au centre des points chauds, étudiés par un diagnostic mis au point par H.C. Bandulet au cours des expériences que nous décrivons, et précédemment été publiés dans [39]. Dans cet article, notre groupe a démontré expérimentalement par diffusion Thomson l'existence d'une décomposition de l'onde acoustique ionique liée à la DBS en ondes filles. Ce mécanisme pourrait participer à la limitation de la croissance de la diffusion Brillouin stimulée.
2. L'instabilité de filament démontrée expérimentalement au VI.A.1.a page 158 pourrait être un facteur de limitation de la DBS : la forte instationnarité des surintensités induites par l'autofocalisation (les points chauds subissent des mouvements impliquant leur sortie des canaux longitudinaux de densité qu'ils ont eux-mêmes creusés), ne permettent pas d'avoir une situation stationnaire au cours de l'émission Brillouin. En effet, à $I = 10^{15}$ W/cm², on a mesuré qu'un point chaud reste en moyenne 50 ps en place avant de disparaître, à comparer à la durée d'émission Brillouin totale 200 ps. La durée caractéristique de croissance de la DBS est cependant courte devant le temps de transit acoustique, mais le mouvement de filament est important sur la durée d'émission Brillouin car il a le temps de faire quatre oscillations.
3. Dans les zones moins intenses de la tache focale (points chauds présentant environ la puissance critique d'autofocalisation) ces mécanismes de saturation ne sont probablement pas à l'oeuvre, et il peut se former un équilibre entre les instabilités de filamentation et la DBS qui affaiblit l'onde de pompe.

VI.B.2.c Rétrodiffusion Brillouin stimulée renvoyée dans le cône d'incidence, miroir Brillouin

Les images précédentes montraient l'imagerie de la DBS en collectant *toute* la lumière rétrodiffusée. Dans le même esprit que dans le paragraphe VI.A.2.b page 184 où nous avons étudié la répartition de la transmission dans le champ proche, i.e. les

différents vecteurs d'onde diffusés vers l'avant, nous avons effectué l'imagerie de la distribution transverse de DBS en ne sélectionnant en champ proche *que* la lumière rétrodiffusée dans le cône exact de la lumière incidente, et supprimé le champ proche externe.

La figure VI.24 page suivante montre l'imagerie de la distribution transverse de DBS dans le plan $z = -400 \mu\text{m}$, en ne tenant compte que de la lumière renvoyée dans le cône d'incidence. Le nombre d'ouverture de la lumière incidente est $\# = 16,6$, c'est donc aussi le nombre d'ouverture appliqué aux vecteurs d'onde rétrodiffusés.

L'image centrale a été obtenue pendant la phase de montée de l'impulsion, pour un éclairement de 10^{15} W/cm^2 . On y voit très clairement une tache d'Airy quasi parfaite. Le changement d'aspect par rapport à l'image correspondante obtenue en collectant tout le champ prochant (i.e. sans sélection de vecteur d'onde en retour) est total.

On peut en déduire que l'éclairement très chahuté de l'image SBS observé précédemment est lié à des vecteurs d'onde inclinés. Autrement dit, la zone d'activité Brillouin en dehors de la zone d'éclairement du point chaud isolé émet des vecteurs d'onde fortement inclinés, et en-dehors du cône d'incidence.

Lors de la phase de descente de l'impulsion laser, on observe la distribution transverse de DBS de l'image de droite, à nouveau très chahutée. Là encore apparaît un résultat très intéressant : dans cette nouvelle phase, les zones d'activité Brillouin situées hors de la zone d'éclairement du point chaud isolé émettent des vecteurs d'ondes sélectionnables dans le cône d'ouverture initiale. On voit ainsi à nouveau apparaître ces zones à l'imagerie.

Mentionnons pour conclure le résultat obtenu pour un éclairement incident moyen plus faible d'un facteur 10, soit $I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$. C'est l'image de gauche de la figure VI.24 page ci-contre qui montre la distribution transverse de DBS dans ce cas, dans la phase de montée de l'impulsion laser. Ce résultat est très proche de l'image centrale (10^{15} W/cm^2), à ceci près que les couronnes satellites de la tache d'Airy ont disparu.

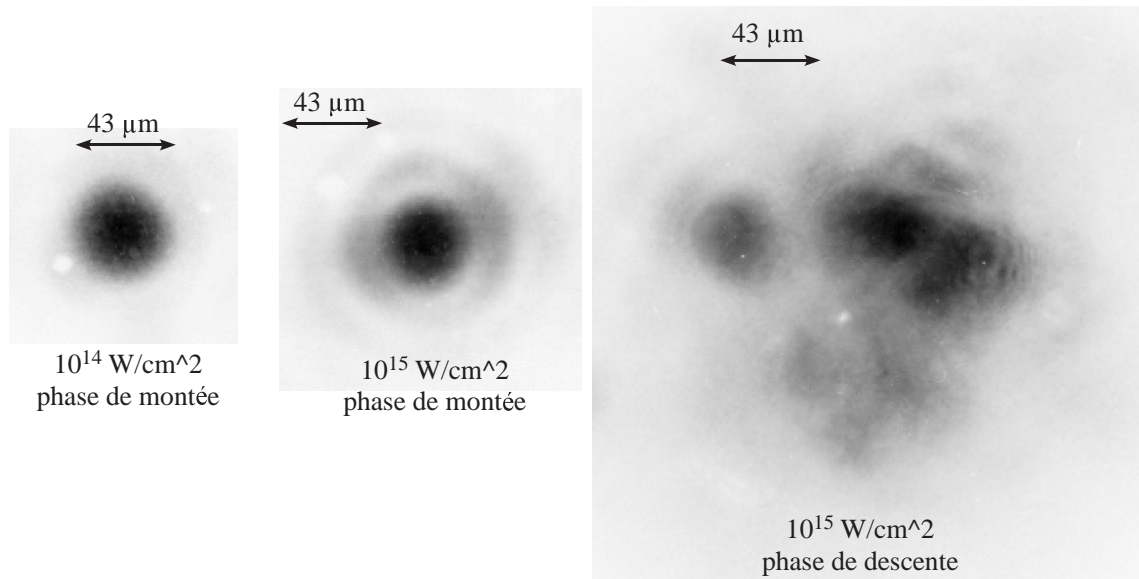


FIG. VI.24: Distribution spatiale de la diffusion Brillouin arrière pour le plasma standard irradié en faisceau limité par la diffraction, sélectionnée dans le cône d'incidence ($f/16, 7$) pour différentes intensités laser et mesurée en $z = -400\mu m$. Phase de montée : mesure effectuée en $t \approx 0,15$ ns et $t \approx 0,3$ ns Cf.VI.20.

Ce résultat est la signature de la non-linéarité du processus de la DBS (même si l'on qualifie de phase « linéaire » sa montée en puissance lorsqu'elle suit une évolution exponentielle [125]), mis en évidence d'une manière élégante. En effet, pour le pic central de la tache d'Airy caractéristique du point chaud isolé, l'éclairement est suffisant pour provoquer le processus Brillouin ; en-deçà d'une certaine intensité laser, et en particulier aux intensités des couronnes d'Airy pour ce tir laser précis, l'effet Brillouin ne se produit plus.

Il est légitime de parler dans ce cas de « filtrage spatial » par diffusion Brillouin stimulée, ou de dire que l'on a obtenu un « miroir Brillouin », qui est bien un miroir non linéaire.

VI.B.3 Application à l'analyse de la diffusion Brillouin stimulée dans le cas de faisceaux lissés par lame de phase aléatoire.

VI.B.3.a Intérêt des études en point chaud isolé pour les faisceaux lissés par lame de phase aléatoire

Nous avons réalisé un nombre important de tirs laser utilisant non plus un point chaud isolé, mais une collection juxtaposée de points chauds. Cette méthode d'irradiation du plasma, historiquement dévolue à la limitation des instabilités paramétriques, est d'intérêt dans la mesure où un dispositif similaire est utilisé dans le NIF et le LMJ. Notre démarche consiste à examiner dans quelle mesure les résultats obtenus pour le point chaud isolé peuvent permettre d'éclairer les mécanismes à l'œuvre dans une tache focale aussi complexe qu'une distribution de tavelures créée par lame de phase aléatoire [126, 127].

Nous avons schématisé figure VI.25 page suivante le lien qui existe entre la tache focale d'un faisceau lissé (image de gauche) et le point chaud isolé que nous avons décrit jusqu'à présent. Le point chaud isolé représente la **brique élémentaire** d'un faisceau lissé. À la lumière de cette mise en situation, il est aisé de comprendre l'intérêt pratique que revêtent l'étude et la compréhension des mécanismes pour le point chaud isolé, avant de comprendre les processus à l'œuvre dans une juxtaposition de points chauds.

La théorie des points chauds indépendants a été une hypothèse théorique développée pour passer du point chaud isolé à une distribution de points chauds [127]. L'approximation selon laquelle les points chauds se comportent indépendamment les uns des autres vis-à-vis de la diffusion Brillouin stimulée n'est a priori pas évidente. L'interaction est possible entre deux points chauds peu éloignés [121] entraînant leur coalescence en un seul point chaud, rendant plus difficile d'extrapoler simplement les résultats du point chaud isolé et des faisceaux lissés. Des études expérimentales complémentaires sont nécessaires.

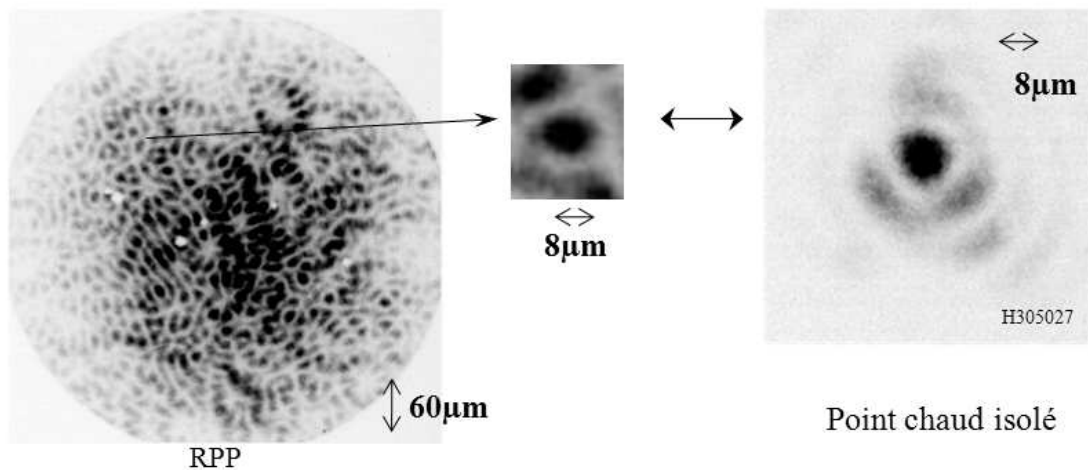


FIG. VI.25: Principe de l'analyse de taches focales lissées à partir des connaissances fondamentales acquises sur le point chaud isolé. La brique élémentaire d'un faisceau lissé (RPP, à gauche) est un point chaud (à droite). Ces images sont des taches focales dans le vide mesurées en $z = 0$.

VI.B.3.b Imagerie 2D de la DBS en fonction de l'intensité

On représente sur la figure VI.26 page suivante la distribution d'intensité de la DBS, en fonction de l'intensité du faisceau laser incident. Les images sont intégrées sur 120 ps.

Ces images montrent une forte augmentation de la surface émettrice de DBS lorsque l'intensité du faisceau incident augmente. Le résultat important qui en découle est que l'augmentation de la réflectivité Brillouin est due à l'augmentation du volume de plasma qui participe à la DBS. De manière équivalente, on peut dire que seule une petite surface transverse du faisceau laser incident subit une rétrodiffusion Brillouin importante.

Le fait que le niveau d'éclairement reste partout à un niveau comparable (facteur deux environ entre les zones les plus intenses et les moins intenses) dans la zone d'activité de la DBS, ce qui plaide en faveur de l'existence d'un même niveau de saturation.

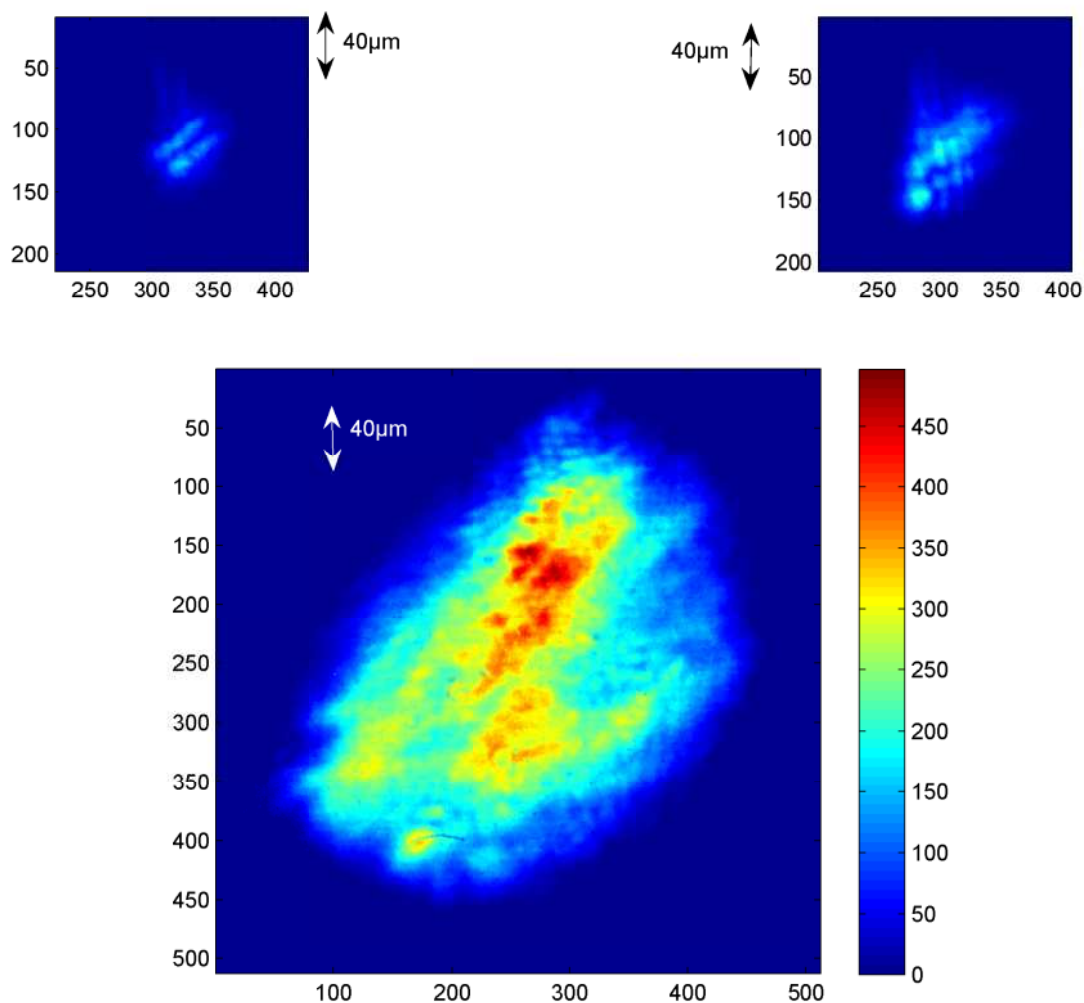


FIG. VI.26: Évolution de la distribution d'intensité Brillouin en fonction de l'intensité lumineuse (unités arbitraires, échelles de couleur commune aux trois images). De gauche à droite et de haut en bas : $I = 7,4 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, $I = 9,3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ et $I = 8,5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Ces images ont été enregistrées en $z = -400 \text{ } \mu\text{m}$ à des instants identiques centrés sur $t = 0,26 \text{ ns}$ (pendant l'émission Brillouin, le temps d'intégration des GOI étant réglé à 120 ps).

Ainsi, lors de l'utilisation d'un faisceau lissé par lame de phase aléatoire, la surface de plasma éclairée présente un grand nombre de points chauds similaires au point chaud isolé étudié précédemment. Sans présumer des interactions entre points chauds, et au regard de l'étude en point chaud isolé, on peut penser que la réflectivité totale résulte d'une *réflectivité locale instantanée saturée* dans chaque point chaud, le nombre de points chauds participant à la réflectivité augmentant avec l'intensité moyenne imposée.

Par ailleurs, on constate qu'à l'intensité moyenne $8,5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (image du bas), le contraste local de l'image diminue fortement. Ceci est à rapprocher du fait que pour un point chaud isolé on a obtenu une carte d'éclairement certes centrée sur l'onde de pompe, mais présentant des zones d'activité périphériques autour du point chaud. Ce phénomène peut participer à l'uniformisation de l'éclairement lors de l'utilisation d'un faisceau lissé, et peut expliquer que la carte de DBS diffère de la carte de l'onde de pompe.

VI.B.3.c Comparaison de la répartition de la DBS à l'onde de pompe

Afin de préciser dans quelle mesure les images en transmission et en rétro-diffusion Brillouin se correspondent ou non, nous donnons figure VI.27 page suivante la distribution d'intensité obtenue en transmission (image de gauche), comparée à la distribution de la diffusion Brillouin stimulée (image de droite). Notons toutefois que l'image en transmission à $z = -400$ microns ne peut être interprétée comme reflétant exactement la distribution laser dans le plasma, d'après l'étude du diagnostic de transmission menée au chapitre IV.

Ces images montrent que ces deux distributions diffèrent sensiblement, notamment du fait de la dissymétrie qui apparaît dans la distribution d'éclairement de la diffusion Brillouin stimulée.

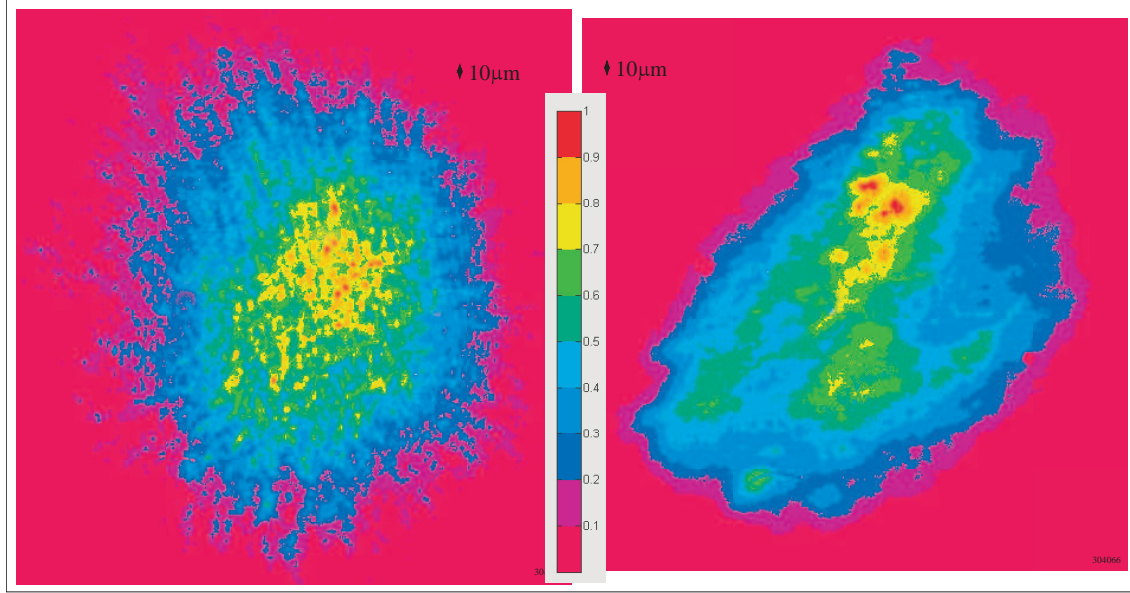


FIG. VI.27: Irradiation à travers une lame de phase aléatoire : comparaison de la distribution d'intensité transmise (gauche) et de la distribution d'intensité de la DBS (droite). Ces images ont été enregistrées en $z = -400\mu m$.

VI.B.4 Conclusion

Dans le régime non saturé en éclairage à l'aide du faisceau limité par la diffraction, i.e. pour $I \leq 2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, l'augmentation de la réflectivité Brillouin avec l'intensité laser peut être expliquée par une augmentation de l'aire transverse de plasma siège de DBS. Ainsi pour une taille de faisceau dans le vide donnée, l'aire d'émission Brillouin augmente avec l'intensité. La réflectivité globale augmente d'autant. Cependant, l'augmentation de taille du volume d'activité Brillouin observée en faisceau lissé sur la figure VI.26 page 206 contrebalance cette augmentation : *la réflectivité par unité de volume du plasma ne suit pas l'augmentation de la réflectivité globale, et au contraire sature*, résultat suggéré par la figure VI.23.

Du point de vue temporel, la durée d'émission Brillouin pour le point chaud isolé reste dans nos conditions indépendante de l'intensité laser moyenne de l'onde de pompe. Cette durée est inférieure à la durée totale de l'impulsion laser et implique une *réflectivité réelle plus importante d'un facteur trois à quatre* par rapport aux réflectivités intégrées sur toute la durée de l'impulsion laser.

Chapitre VII

Conclusion

L'opportunité de réaliser une thèse mêlant travail d'expérimentateur et travail de numéricien, m'a permis de m'intéresser aux différents aspects du problème de la propagation d'un point chaud isolé. J'ai également pu situer ces études fondamentales au sein des études laser classiques utilisant des faisceaux lissés, le point chaud isolé en constituant une brique élémentaire.

La simulation très précise des paramètres de l'expérience, de l'impulsion laser et du plasma, ainsi que l'établissement de modèles précis pour les diagnostics, m'a amené à m'interroger sur la représentativité des résultats affichés par les diagnostics, au regard de la situation réelle dans le plasma. J'ai ainsi pu déterminer dans quelle mesure les diagnostics d'imagerie en rayonnement à la fréquence laser sont représentatif et les simulations m'ont aidé à adapter ces diagnostics expérimentaux à l'expérience, et en connaître les limites. En réalisant le développement de diagnostics à l'intérieur du code Parax, j'ai pu me familiariser avec les méthodes de calcul numérique réparti sur de nombreux processeurs de calcul, qui demandent d'acquérir de bonnes notions de gestion parallèle des schémas numériques. J'ai enfin pu constater avec plaisir que les images expérimentales que j'ai obtenues peuvent être approchées de beaucoup plus près par les simulations que j'ai menées en tenant compte du détail précis des paramètres plasma et laser, ainsi que de la convolution numérique par les diagnostics-modèles réalistes que j'ai mis en place.

La variété dans mon travail ne s'est pas arrêtée à la dualité expériences et simulations. J'ai pu mettre en place une boucle d'optique adaptative, et ainsi pu profiter d'avancées récentes de l'interférométrie à décalage. L'étude de la physique des grands lasers, en particulier à l'origine de la dégradation des taches focales, m'a initié aux problématiques de production d'une importante quantité d'énergie laser. Cette partie optique, importante dans mon travail, m'a permis de maîtriser les conditions d'interaction laser-plasma en autorisant la production d'un point chaud isolé.

La mise au point des diagnostics d'imagerie m'a demandé la définition de méthodes de contrôle très précis répondant au cahier des charges très contraignant de positionnement des plans imagés.

Du point de vue des expériences, j'ai eu la chance de faire des expériences nanoseconde sur une chaîne laser à haut taux de répétition (un tir toutes les vingt minutes), taux de répétition qui n'existe plus à l'heure actuelle en France. L'étude systématique de problèmes fondamentaux tels que l'évolution du point chaud isolé dans le plasma (son éclatement, sa filamentation et son autofocalisation), ou la diffusion Brillouin stimulée, a profité du grand nombre d'expériences permis.

Le nombre important de résultats originaux que j'ai obtenu en a bénéficié. J'ai ainsi pu observer l'éclatement, en fonction du temps, et de l'intensité, du point chaud isolé, mais aussi la répartition en vecteurs d'onde de la lumière émise en fonction de la topographie de la tache focale. J'ai pu réaliser la *première observation expérimentale de l'instabilité de filament*, et mis en évidence l'*influence du flux de plasma sur la filamentation* du point chaud isolé.

J'ai pu également obtenir des résultats importants sur la diffusion Brillouin stimulée grâce à l'irradiation en point chaud isolé, qui m'a permis par l'étude de faisceaux géométriquement plus simples de mieux comprendre le phénomène en faisceau lissé. Ce faisant, j'ai obtenu la *première observation expérimentale de la distribution transverse d'intensité de l'onde Brillouin rétrodiffusée en point chaud isolé*, la chronométrie de sa phase de montée et sa phase de saturation.

Enfin, les moyens financiers et humains mis à ma disposition par le CNRS et le CEA m'ont appris, non seulement le travail en équipe sur un grand instrument, mais aussi le maniement d'appareils complexes et rares (caméras à balayage de fente, oscilloscopes rapides, caméras à temps de pose court, spectromètres haute résolution, etc.), et la gestion de ce matériel, du design et commande de cibles jusqu'à la définition de matériel optique adapté pour des appels de marché.

Les perspectives pour la suite de ces travaux sont nombreuses. Les simulations numériques réalistes permettent de plus en plus la maîtrise des expériences. Avec la mise en place des grands lasers tels le LMJ et le NIF, ou encore des grands calculateurs (TERA 100 et le projet correspondant du LLNL), les possibilités de simuler de grands volumes de plasma avec des modèles raffinés devraient améliorer la compréhension des instabilités paramétriques. Les résultats que nous avons obtenus concernant la saturation de l'instabilité de diffusion Brillouin stimulée sont a priori encourageants pour la réussite de ces grands projets.

Bibliographie

- [1] J. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger, G. Glendinning, S. H. Glenzer, S. W. Haan, R. L. Kauffman, O. L. Landen, et L. J. Suter, “The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the national ignition facility,” *Phys. Plasmas*. **11**, p. 339, 2004.
- [2] J. Lindl, “Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain,” *Phys. Plasmas*. **2**, p. 3933, 1995.
- [3] J. H. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, et G. B. Zimmerman, “Laser compression of matter to super-high densities : Thermonuclear (ctr) applications,” *Nature* **239**, p. 129, 1972.
- [4] K. A. Brueckner et S. Joma, “Laser-driven fusion,” *Rev. Mod. Phys.* **46**, p. 325, 1974.
- [5] J. D. Lindl, R. L. McCrory, , et E. M. Campbell, “Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion,” *Phys. Today* **45(9)**, p. 32, 1992.
- [6] R. Dautray et J. Watteau, eds., *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*, vol. 1, Eyrolles, Paris, 1994.
- [7] J. Meyer-Ter-Vehn, “On energy gain of fusion targets : the model of kidder and bodner improved.,” *Nucl. Fus.* **22**, p. 561, 1982.
- [8] W. L. Kruer, *The physics of laser plasma interaction*, Addison-Wesley, New-York, 1988.

-
- [9] C. S. Liu, M. N. Rosenbluth, et R. B. White, "Raman and brillouin scattering of electromagnetic waves in inhomogenous plasma," *Phys. Fluids* **17**, p. 1211, 1974.
- [10] R. Pellat et C. E. Max, "Cours des houches 1980, interaction laser-plasma." 1980.
- [11] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, et C. Yamanaka, "Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression," *Phys. Rev. Lett.* **53**, p. 1057, 1984.
- [12] J. Garnier, "Statistics of the hot spots of smoothed beams produced by random phase plates revisited," *Physics of Plasmas* **6**(5), pp. 1601–1610, 1999.
- [13] B. Wattelier, *Amélioration des performances des chaînes lasers solides utilisant l'amplification à dérive de fréquence : nouveaux réseaux de diffraction à haute tenue au flux et mise en forme programmable de faisceaux lasers par modulation de la phase spatiale*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, Paris, 2001.
- [14] B. Wattelier, J. Fuchs, J. Zou, J. C. Chanteloup, H. Bandulet, P. Michel, C. Labaune, S. Depierreux, A. Kudryashov, et A. Aleksandrov, "Generation of a single hot spot by use of a deformable mirror and study of its propagation in an underdense plasma," *JOSA B* **20**, p. 1632, 2003.
- [15] D. S. Montgomery, R. Johnson, J. Cobble, J. Fernandez, E. Lindman, H. Rose, et K. Estabrook, "Characterization of plasma and laser conditions for single hot spot experiments," *Laser Part. Beams* **17**, p. 349, 1999.
- [16] D. S. Montgomery, R. P. Johnson, H. A. Rose, J. A. Cobble, et J. C. Fernández, "Flow induced beam steering in a single laser hot spot," *Phys. Rev. Lett.* **84**(4), p. 678, 2000.
- [17] T. R. Boehly, V. N. Goncharov, O. Gotchev, J. P. Knauer, D. D. Meyerhofer, D. Oron, S. P. Regan, Y. Srebro, W. Seka, D. Shvarts, S. Skupsky, et V. A. Smalyuk, "Optical and plasma smoothing of laser imprinting in targets driven by lasers with ssd bandwidths up to 1 thz," *The 42nd annual meeting of*

- the division of plasma physics of the American Physical Society and the 10th international congress on plasma physics* **8**, pp. 2331–2337, 2001.
- [18] N. Renard, *Etude de la diffusion Thomson des ondes plasma électroniques produites par la diffusion Raman stimulée rétro et latérale*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, Paris, 1995.
- [19] S. Depierreux, *Etude de la saturation de la diffusion Raman stimulée par la décomposition des ondes plasma électroniques*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, Paris, 2000.
- [20] N. Renard, C. Labaune, H. Baldis, B. Bauer, B. Quesnel, E. Schifano, A. Michard, W. Seka, et K. Estabrook, “Detailed characterization of electron plasma waves produced by stimulated raman scattering,” *Phys. Rev. Letters* **77**, p. 3807, 1996.
- [21] H. Baldis, C. Labaune, E. Schifano, N. Renard, et A. Michard, “Resonant seeding of stimulated brillouin scattering by crossing laser beams,” *Phys. Rev. Letters* **77**, p. 2957, 1996.
- [22] C. Labaune, H. Baldis, N. Renard, E. Schifano, et A. Michard, “Interplay between electron-plasma and ion-acoustic waves in a laser-produced plasma,” *Phys. Plasmas* **4**, p. 423, 1997.
- [23] C. Labaune, H. Baldis, B. Bauer, E. Schifano, et B. Cohen, “Spatial and temporal coexistence of stimulated scattering processes under crossed laser beam irradiation,” *Phys. Rev. Lett* **82**, p. 3613, 1999.
- [24] C. Labaune, H. Baldis, B. Cohen, W. Rozmus, S. Depierreux, E. Schifano, B. Bauer, et A. Michard, “Non linear modification of laser plasma interaction processes under crossed laser beams,” *Phys. Plasmas* **6**, p. 2048, 1999.
- [25] C. Labaune, H. Baldis, E. Schifano, B. Bauer, A. Maximov, I. Ourdev, W. Rozmus, et D. Pesme, “Enhanced forward scattering in the presence of two laser beams,” *Phys. Rev. Lett* **85**, p. 1658, 2000.
- [26] S. Depierreux, J. Fuchs, C. Labaune, A. Michard, H. Baldis, D. Pesme, S. Hüller, et G. Laval, “Enhanced forward scattering in the presence of two laser beams,” *Phys. Rev. Lett* **84**, p. 2869, 2000.

-
- [27] C. Labaune, J. Fuchs, S. Depierreux, H. A. Baldis, D. Pesme, J. Myatt, S. Hüller, V. T. Tikhonchuk, et G. Laval, “Laser-plasma interaction physics in the context of fusion,” *IV* **1**, p. 727, 2000.
- [28] H. Bandulet, C. Labaune, J. Fuchs, P. Michel, J. Myatt, S. Depierreux, et H. Baldis, “Observation of ion acoustic waves associated with plasma-induced incoherence of laser beams using thomson scattering,” *Phys. Rev. E* **68**, 2003.
- [29] J. Fuchs, C. Labaune, S. Depierreux, H. Baldis, A. Michard, et G. James, “Experimental evidence of plasma-induced incoherence of an intense laser beam propagating in an underdense plasma,” *Phys. Rev. Lett.* **86**, p. 432, 2001.
- [30] J. Fuchs, C. Labaune, H. Bandulet, P. Michel, S. Depierreux, et H. A. Baldis, “Reduction of the coherence time of an intense laser pulse propagating through a plasma,” *Phys. Rev. Lett.* **88**, p. 195003, 2002.
- [31] J. Garnier et L. Videau, “Statistical analysis of the sizes and velocities of laser hot spots of smoothed beams,” *Physics of Plasmas* **8**(11), pp. 4914–4924, 2001.
- [32] A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, J. Badziak, R. Miklaszewski, P. Parys, M. Rosinski, J. Wolowski, C. Stenz, J. Ullschmied, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, et P. Pisarczyk, “Influence of the focal point position on the properties of a laser-produced plasma,” *Physics of Plasmas* **14**(10), p. 102706, 2007.
- [33] K. Lewis, C. Labaune, S. Depierreux, et H. Bandulet, “Propagation and filamentation of a single hot spot in a laser-produced plasma experiments,” in *Inertial Fusion Sciences and Applications, Monterey California, USA, September 7-12, 2003*, T. A. N. Society, ed., Sept. 2003.
- [34] K. Lewis, C. Labaune, S. Depierreux, G. Riazuelo, H. Bandulet, L. V. Powers, S. Hulin, et A. Michard, “Transmission of a single hot spot beam through an underdense plasma,” in *Conference of the European Physical Society, London, June 2004*.
- [35] K. Lewis, G. Riazuelo, et C. Labaune, “Modeling of imaging diagnostics for laser plasma interaction experiments with the code PARAX,” *Rev. Sci. Instrum.* **76**, pp. 093502.1–093502.8, 2005.

- [36] C. Labaune, K. Lewis, S. Depierreux, et H. Bandulet, "Plasma induced incoherence and beam smoothing of a laser beam propagating through a plasma," in *Inertial Fusion Sciences and Applications, Monterey California, USA, September 7-12, 2003*, T. A. N. Society, ed., Sept. 2003.
- [37] G. Riazuelo, K. Lewis, C. Labaune, S. Depierreux, et H. Bandulet, "Intensity distribution of a RPP laser beam propagating through a plasma," in *Conference of the European Physical Society, London*, June 2004.
- [38] C. Labaune, H. Bandulet, S. Depierreux, K. Lewis, P. Michel, A. Michard, H. Baldis, D. Pesme, S. Hüller, V. Tikhonchuk, C. Riconda, et S. Weber, "Laser-plasma interaction experiments in the context of inertial fusion," *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, p. B301, 2004.
- [39] H. Bandulet, C. Labaune, K. Lewis, et S. Depierreux, "Thomson-scattering study of the subharmonic decay of ion-acoustic waves driven by the brillouin instability," *Phys. Rev. Lett.* **93**, p. 035002, 2004.
- [40] C. Labaune, K. Lewis, H. Bandulet, S. Depierreux, S. Hüller, P. Masson-Laborde, D. Pesme, et P. Loiseau, "Laser-plasma interaction in the context of inertial fusion : experiments and modelling," *European Physical Journal D* **44**, p. 283, 2007.
- [41] S. Depierreux, K. Lewis, C. Labaune, et C. Stenz, "Experimental study of the stimulated brillouin scattering saturation at 527 nm," *Journal of Physics IV* **317**, p. 29, 2006.
- [42] H.-C. Bandulet, *Etude par diffusion Thomson d'ondes acoustiques ioniques de grandes longueurs d'onde et leurs effets sur la diffusion Brillouin stimulée*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, Paris, 2004.
- [43] C. Labaune, K. Lewis, H. Bandulet, S. Depierreux, S. Hüller, P. Masson, D. Pesme, et G. Riazuelo, "Studies on laser beam propagation and stimulated scattering in multiple beam experiments," *Journal of Physics IV* **133**, p. 29, 2006.
- [44] K. Nishikawa et M. Wakatani, *Plasma physics - Basic theory with fusion applications*, Springer-Verlag, Heidelberg, 1994.

- [45] J. Robieux, *High power laser interactions*, Lavoisier publishing, Paris, 2000.
- [46] C. E. Max, J. Arons, et A. B. Langdon, "Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas," *Phys. Rev. Lett.* **33**, p. 209, 1974.
- [47] J. F. Drake, P. K. Kaw, Y. C. Lee, G. Schmidt, C. S. Liu, et M. N. Rosenbluth, "Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas," *Phys. Fluids* **17**, p. 778, 1974.
- [48] P. Kaw, G. Schmidt, et T. Wilcox, "Filamentation and trapping of electromagnetic radiation in plasmas," *Phys. Fluids* **16**, p. 1522, 1973.
- [49] E. M. Epperlein, "Kinetic theory of laser filamentation in plasmas," *Phys. Rev. Lett.* **65**, p. 2145, 1990.
- [50] B. I. Cohen, B. F. Lasinski, A. B. Langdon, et J. C. Cummings, "Dynamics of ponderomotive self-focusing in plasmas," *Physics of Fluids B : Plasma Physics* **3**, pp. 766–775, 1991.
- [51] V. Y. Bychenkov, W. Rozmus, A. V. Brantov, et V. T. Tikhonchuk, "Theory of filamentation instability and stimulated brillouin scattering with nonlocal hydrodynamics," *Phys. Plasmas* **7**, p. 1511, 2000.
- [52] A. J. Schmitt et B. B. Afeyan, "Time-dependant filamentation and stimulated brillouin forward scattering in inertial confinement fusion plasmas," *Phys. Plasmas* **5**, p. 503, 1998.
- [53] D. Pesme, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, A. Maximov, I. Ourdev, et C. H. Still, "Resonant instability of laser filaments in a plasma," *Phys. Rev. Lett.* **84**, p. 278, 2000.
- [54] P. Michel, C. Labaune, S. Weber, V. T. Tikhonchuk, G. Bonnaud, G. Riazuelo, et F. Walraet, "Studies of the laser filament instability in a semi-collisional plasma," *Phys. Plasmas* **10**, p. 3545, 2003.
- [55] P. E. Young, H. A. Baldis, R. P. Drake, E. M. Campbell, et K. G. Estabrook, "Direct evidence of ponderomotive filamentation in a laser-produced plasma," *Phys. Rev. Lett.* **61**, p. 2336, 1988.
- [56] S. D. Baton, *Étude expérimentale de la filamentation dans l'interaction laser-plasma à haut flux*. PhD thesis, Université de Paris Sud, Orsay, 1991.

- [57] Z. Najmudin, K. Krushelnick, M. Tatarakis, E. L. Clark, C. N. Danson, V. Malka, D. Neely, M. I. K. Santala, et A. E. Dangor, “The effect of high intensity laser propagation instabilities on channel formation in underdense plasmas,” *Physics of Plasmas* **10**, pp. 438–442, 2003.
- [58] A. Giulietti, D. Giulietti, D. Batani, V. Biancalana, L. Gizzi, L. Nocera, et E. Schifano, “Spectroscopic evidence for sum frequency of forward and back-scattered light in laser plasmas,” *Phys. Rev. Lett.* **63**, pp. 524–527, Jul 1989.
- [59] E. Shifano, *Etude expérimentale de la rétrodiffusion Brillouin stimulée et de sa corrélation avec la filamentation dans l’interaction laser-plasma*. PhD thesis, Université de Paris Sud, Orsay, 1994.
- [60] J. D. Moody, E. A. Williams, S. H. Glenzer, P. E. Young, J. Hawreliak, A. Gouveia, et J. S. Wark, “Investigation of the onset and development of forward scattering in an underdense plasma,” *Phys. Rev. Lett.* **90**(24), p. 245001, 2003.
- [61] J. D. Moody, B. J. MacGowan, S. H. Glenzer, R. K. Kirkwood, W. L. Kruer, A. J. Schmitt, E. A. Williams, et G. F. Stone, “First measurement of short length-scale density fluctuations in a large laser plasma,” *Phys. Rev. Lett.* **83**, p. 1783, 1999.
- [62] S. Wilks, P. E. Young, J. Hammer, M. Tabak, et W. L. Kruer, “Spreading of intense laser beams due to filamentation,” *Phys. Rev. Lett.* **73**, pp. 2994–2997, Nov 1994.
- [63] P. E. Young, “Experimental observation of filamentation growth in laser-produced plasmas,” *Physics of Plasmas* **2**(7), pp. 2815–2824, 1995.
- [64] C. Labaune, S. Baton, T. Jalinaud, H. A. Baldis, et D. Pesme, “Filamentation in long scale lengths plasmas : experimental evidence and effects of laser spatial incoherence,” *Phys. Fluids B* **16**, p. 2224, 1992.
- [65] P. E. Young, J. H. Hammer, S. C. Wilks, et W. L. Kruer, “Laser beam propagation and channel formation in underdense plasma,” *Phys. Plasmas*. **2**, p. 2825, 1995.
- [66] S. V. Coggeshall, W. C. Mead, et R. D. Jones, ““flicker” in small scale laser-plasma self-focusing,” *Physics of Fluids* **31**(10), pp. 2750–2752, 1988.

- [67] R. L. Berger, E. Lefebvre, A. B. Langdon, J. E. Rothenberg, C. H. Still, et E. A. Williams, “Stimulated raman and brillouin scattering of polarization-smoothed and temporally smoothed laser beams,” *Physics of Plasmas* **6**(4), pp. 1043–1047, 1999.
- [68] C. H. Still, R. L. Berger, A. B. Langdon, D. E. Hinkel, L. J. Suter, et E. A. Williams, “Filamentation and forward brillouin scatter of entire smoothed and aberrated laser beams,” *Phys. Plasmas* **7**, p. 2023, 2000.
- [69] R. L. Berger, C. H. Still, E. A. Williams, et A. B. Langdon, “On the dominant and subdominant behavior of stimulated raman and brillouin scattering driven by nonuniform laser beams,” *Physics of Plasmas* **5**(12), pp. 4337–4356, 1998.
- [70] T. Jalinaud, *Effet du lissage optique du faisceau laser par utilisation de lame de phase aléatoire sur le développement des instabilités paramétriques*. PhD thesis, Université de Paris 6, Paris, 1993.
- [71] P. Michel, C. Labaune, H. C. Bandulet, K. Lewis, S. Depierreux, S. Hulin, G. Bonnaud, V. T. Tikhonchuk, S. Weber, G. Riazuelo, H. A. Baldis, et A. Michard, “Strong reduction of the degree of spatial coherence of a laser beam propagating through a preformed plasma,” *Phys. Rev. Lett.* **92**, p. 175001, Apr 2004.
- [72] V. Malka, J. Faure, S. Hüller, V. T. Tikhonchuk, S. Weber, et F. Amiranoff, “Enhanced spatio-temporal laser-beam smoothing in gas-jet plasmas,” *Phys. Rev. Lett.* **90**, p. 075002, 2003.
- [73] O. Willi, T. Afshar-rad, S. Coe, et A. Giulietti, “Study of instabilities in long scale-length plasmas with and without laser-beam-smoothing techniques,” *Physics of Fluids B : Plasma Physics* **2**, pp. 1318–1324, 1990.
- [74] H. A. Rose, “Laser beam deflection by flow and nonlinear self-focusing,” *Phys. Plasmas* **3**, p. 1709, 1996.
- [75] C. Sauteret, “La conversion de fréquence,” *Rapport CEA-R-5383, Commissariat à l’Energie Atomique*, 1987.
- [76] R. Fabbro, C. Max, et E. Fabre, “Planar laser-driven ablation : effect of inhibited electron thermal conduction,” *Phys. Fluids* **28**, p. 1463, 1985.

-
- [77] R. A. London et M. D. Rosen, “Hydrodynamics of exploding foils x-ray lasers,” *Phys. Fluids* **29**, p. 3813, 1986.
- [78] R. Fabbro, B. Faral, F. Cottet, et J. P. Romain, “Experimental study of laser acceleration of planar targets at the wavelength $0.26\mu\text{m}$,” *Appl. Phys.* **56**, p. 3204, 1984.
- [79] C. Labaune, H. A. Baldis, B. Cohen, W. Rozmus, S. Depierreux, E. Schifano, B. S. Bauer, et A. Michard, “Nonlinear modification of laser-plasma interaction processes under crossed laser beams,” *Phys. Plasmas* **6**, p. 2048, 1998.
- [80] J. D. Jackson, *Electrodynamique classique, traduit de la 3ème édition de Classical Electrodynamics*, Wiley & Sons, Dunod, Paris, 2001.
- [81] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic Press, 1975.
- [82] I. H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics (second edition)*, Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
- [83] K. Lewis, “étude des caractéristiques d’un plasma chaud par diffusion thomson.” Rapport de stage de DEA, 2002.
- [84] P. Léna, D. Rouan, F. Lebrun, et F. Mignard, *L’observation en astrophysique*, EDP Sciences, Paris, 2008.
- [85] G. Bonnaud, *Etude théorique du comportement électrodynamique d’un plasma*, Rapport CEA R-5477, 1989.
- [86] G. Riazuelo et G. Bonnaud, “Coherence properties of a smoothed laser beam in a hot plasma,” *Phys. Plasmas* **7**, p. 3841, 2000.
- [87] J. M. Rax, *Physique des plasmas*, Dunod, Paris, 2005.
- [88] C. Cohen-Tannoudji, *Processus d’interaction entre photons et atomes*, EDP sciences, Paris, 2000.
- [89] P. Mora, “Theoretical model of absorption of laser light by a plasma,” *Phys. Fluids* **25**, p. 1051, 1982.
- [90] P. Mora, “Introduction aux plasmas créés par laser,” 2006.

- [91] R. Y. Chiao, E. Garmire, et C. H. Townes, "Self-trapping of optical beams," *Phys. Rev. Lett.* **13**(15), pp. 479–482, 1964.
- [92] A. J. Palmer, "Stimulated scattering and self-focusing in laser-produced plasmas," *Phys. Fluids* **14**, p. 2714, 1971.
- [93] A. J. Schmitt, "The effects of optical smoothing techniques on filamentation in laser plasmas," *Phys. Fluids* **31**, p. 3079, 1988.
- [94] V. V. Elisseev, I. Ourdev, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, C. E. Capjack, et P. E. Young, "Ion wave response to intense laser beams in underdense plasmas," *Phys. Plasmas* **4**, p. 4333, 1997.
- [95] A. V. Brantov, V. Y. Bychenkov, V. T. Tikhonchuk, et W. Rozmus, "Nonlocal electron transport in laser heated plasmas," *Phys. Plasmas* **5**, p. 2742, 1998.
- [96] D. Pesme, S. Hüller, et P. Mounaix, "L'autoguidage d'un faisceau laser focalisé dans une tranche de plasma chaud," *Rapport du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses*, p. 32, 1997.
- [97] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, et L. P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon, Oxford, 1960.
- [98] M. S. Sodha et A. Sharma, "Comparison of two approaches to the study of filamentation in plasmas," *Physics of Plasmas* **14**(4), p. 044501, 2007.
- [99] H. A. Rose et D. F. DuBois, "Laser hot spots and the breakdown of linear instability theory with application to stimulated brillouin scattering," *Phys. Rev. Lett.* **72**(18), pp. 2883–2886, 1994.
- [100] H. A. Rose, "Random phase plate hot spots and their effect on stimulated brillouin backscatter and self-focusing," *Phys. Plasmas* **2**, p. 2216, 1995.
- [101] L. Spitzer, *Physics of fully ionised gases*, Dover, 2006. Publication de la version de 1962, Wiley and Sons.
- [102] L. Spitzer et R. Härm, "Transport phenomena in a completely ionized gas," *Phys. Rev.* **89**, p. 977, 1953.
- [103] P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, et M. Krook, "A model for collision processes in gases. i. small amplitude processes in charged and neutral one-component systems," *Physical Review* **94**, pp. 511–525, May 1954.

- [104] J. F. Luciani, P. Mora, et J. Virmont, “Nonlocal heat transport due to steep temperature gradients,” *Phys. Rev. Lett.* **51**, p. 1664, 1983.
- [105] J. R. Albritton, E. A. Williams, I. B. Bernstein, et K. P. Swartz, “Nonlocal electron heat transport by not quite maxwell-boltzmann distributions,” *Phys. Rev. Lett.* **57**, p. 1887, 1986.
- [106] V. Y. Bychenkov, J. Myatt, W. Rozmus, et V. T. Tikhonchuk, “Ion acoustic waves in plasmas with collisional electrons,” *Phys. Rev. E* **50**, pp. 5134–5137, Dec 1994.
- [107] V. Y. Bychenkov, W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk, et A. V. Brantov, “Nonlocal electron transport in a plasma,” *Phys. Rev. Lett.* **75**, p. 4405, 1995.
- [108] P. Michel, *Perte de cohérence d’un faisceau laser intense lors de sa propagation dans un plasma*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, Paris, 2003.
- [109] A. V. Brantov, V. Y. Bychenkov, V. T. Tikhonchuk, W. Rozmus, et V. K. Senecha, “Plasma fluctuations driven by a randomized laser beam,” *Phys. Plasmas* **6**, p. 3002, 1999.
- [110] K. Lewis, C. Labaune, S. Depierreux, G. Riazuelo, H. Bandulet, P. E. Masson-Laborde, S. Hüller, D. Pesme, O. Morice, et P. Loiseau, “Interaction laser plasma en point chaud isolé : expériences et simulations.” Séminaire expériences laser du CEA DAM, Bruyères-le-Châtel, Apr. 2005.
- [111] J.-L. Delcroix et A. Bers, *Physique des plasmas*, EDP sciences, Paris, 1994.
- [112] J. P. Babuel-Peyrissac, *Equations cinétiques des fluides et des plasmas*, Gordon et Breach, Paris, London, New-York, 1974.
- [113] A. Decoster, P. A. Markovich, et B. Perthame, *Modeling of collisions*, Gauthier-Villars & North-Holland, New-York, 1998.
- [114] O. Buneman, “Gas law and conductivity of a collision-free plasma,” *Physics of Fluids* **4**(6), pp. 669–680, 1961.
- [115] D. Bénisti, “Modélisation des effets cinétiques pour l’étude de l’instabilité raman. discussion sur les études précédentes et méthodes proposées..” Communication privée, 2005.

- [116] G. Riazuelo, *Etude théorique et numérique de l'influence du lissage optique sur la filamentation des faisceaux lasers dans les plasmas sous-critiques de fusion inertielle*. PhD thesis, Université d'Orsay, Paris, 1999.
- [117] M. Grech, *Modification des propriétés de cohérence des faisceaux laser dans les plasmas de fusion par confinement inertiel*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, Bordeaux, 2007.
- [118] B. Wattellier, J. Fuchs, J.-P. Zou, J.-C. Chanteloup, H. Bandulet, P. Michel, C. Labaune, S. Depierreux, A. Kudryashov, et A. Aleksandrov, "Generation of a single hot spot by use of a deformable mirror and study of its propagation in an underdense plasma," *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, p. 1632, 2000.
- [119] L. Sogno, *L'interféromètre à décalage tri-latéral : une nouvelle technique d'analyse de surface d'onde*. PhD thesis, Université de Paris Sud, Orsay, 1996.
- [120] J.-C. Chanteloup, *Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions laser brèves ultra-intenses*. PhD thesis, École Polytechnique, Paris, 1998.
- [121] S. Hüller, P. Mounaix, V. T. Tikhonchuk, et D. Pesme, "Interaction of two neighboring laser beams taking into account the effects of plasma hydrodynamics," *Physics of Plasmas* **4**(7), pp. 2670–2680, 1997.
- [122] F. Walraet, *Propagation et rétrodiffusion d'un faisceau laser lissé dans un plasma de fusion inertielle*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, Paris, 2003.
- [123] C. Gouédard, "Code tsigan et analyse de taches focales lissées." Communication privée, 2004.
- [124] H. A. Baldis, C. Labaune, J. D. Moody, T. Jalinaud, et V. T. Tikhonchuk, "Localization of stimulated brillouin scattering in random phase plate speckles," *Phys. Rev. Lett.* **80**, pp. 1900–1903, Mar 1998.
- [125] M. N. Rosenbluth, "Parametric instabilities in inhomogeneous media," *Phys. Rev. Lett.* **29**, p. 565, 1972.
- [126] P. Mounaix, L. Divol, S. Hüller, et V. T. Tikhonchuk, "Effects of spatial and temporal smoothing on stimulated brillouin scattering in the independent-hot-spot model limit," *Phys. Rev. Lett.* **85**, pp. 4526–4529, Nov 2000.

-
- [127] V. T. Tikhonchuk, J. Fuchs, C. Labaune, S. Depierreux, S. Hüller, J. Myatt, et H. A. Baldis, “Stimulated brillouin and raman scattering from a randomized laser beam in large inhomogeneous collisional plasmas. ii. model description and comparison with experiments,” *Phys. Plasmas* **8**, p. 1636, 2001.

Annexe I

Conventions pour le calcul de l'énergie encerclée dans une image expérimentale

Il convient de préciser le diagnostic d'énergie encerclée que nous avons utilisé au long du manuscrit.

L'utilisation de ce diagnostic vise à évaluer l'étalement relatif d'une tache focale ayant subi des effets non-linéaires dans le plasma. Il est aisé expérimentalement de prendre pour référence d'énergie la quantité totale d'énergie ayant impressionné le capteur. Pourtant, la correspondance champ proche/champ lointain via la transformation de Fourier prévoit qu'il existe en théorie de l'énergie à une distance infinie de l'axe optique, pour toute tache focale dont le champ proche est à bords nets.

Cette considération théorique ne peut avoir de sens dans les expériences, et le champ lointain est considéré comme limité transversalement, dans la mesure où le niveau de bruit environnant est atteint. Nous considérons donc que toutes les coupes transverses de taches focales (2D) sont bornées, limitées par définition par le bruit moyen environnant. Dès lors, l'énergie totale est la somme sur l'image expérimentale privée du bruit moyen, de l'énergie enregistrée.

Si l'on applique cette méthode à une tache d'Airy théorique, on trouve une courbe (étoiles), représentée figure I.1, qui tend logiquement vers 100% lorsque le disque d'intégration tend à couvrir toute l'image¹.

Cependant, il est possible de calculer, pour la tache d'Airy, la fonction analytique de la proportion d'énergie encerclée en fonction de la distance r à son centre :

$$\text{Énergie encerclée}_{\text{Airy}}(r) = 1 - J_0^2\left(\frac{\pi r}{\lambda \#}\right) - J_1^2\left(\frac{\pi r}{\lambda \#}\right).$$

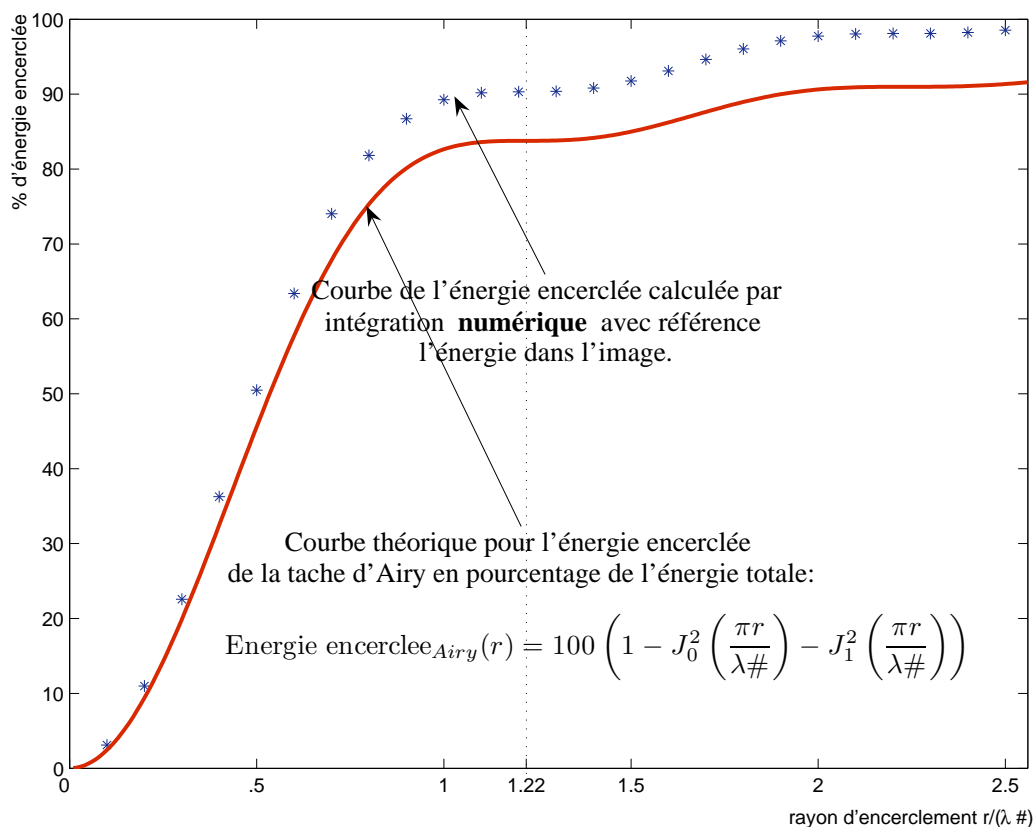


FIG. I.1: Comparaison des courbes d'énergie encerclée pour une tache d'Airy, selon la référence utilisée

¹100% n'est pas atteint sur le graphe car il subsiste de l'énergie dans les quatre coins de l'image carrée que ne peut couvrir le disque d'intégration.

En traçant cette fonction sur le même graphe I.1 que l'énergie encerclée calculée précédemment, on trouve la courbe en trait plein. Cette courbe théorique est décalée d'une affinité orthogonale par rapport au calcul précédent.

Cette différence est tout à fait normale : la courbe théorique prend comme référence l'énergie totale sur \mathbb{R}^2 , alors que l'on a pris pour l'évaluation numérique une référence limitée à l'image. Ce faisant, on a arbitrairement attribué la valeur 100% à l'énergie contenue dans l'image alors que la théorie prévoit environ 92%.

Cette différence n'est pas gênante dans la mesure où toutes les comparaisons d'énergie encerclée ont été faites avec le même diagnostic. On aurait pu comparer l'énergie encerclée à l'énergie encerclée pour une tache d'Airy théorique, mais cela introduit un biais du fait que l'on ne connaît pas simplement la quantité d'énergie qui n'a pas impressionné le capteur. Dans la mesure où expérimentalement l'intensité hors capteur est toujours inférieure à l'intensité du bruit, la méthode adoptée est suffisante.

Annexe II

Principe du calcul de la propagation du champ

Pour toutes les simulations de propagation du champ électromagnétique effectuées dans ce manuscrit, on a utilisé l'approximation paraxiale de Fresnel.

Elle consiste à approcher le rayon r dans le principe d'Huygens et Fresnel

$$E(X, Y) = \int_{\text{pupille}} E_0(x, y) \frac{\exp(ikr)}{i\lambda r} dS$$

par
$$r \approx z + \frac{(X - x)^2 + (Y - y)^2}{2z}.$$

Ceci fournit

$$E(X, Y) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \left[\exp\left(i\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)\right) \right] * [E_0(x, y)](X, Y)$$

soit encore les relations suivantes entre transformées de Fourier du champ :

$$\hat{E} = \exp(ikz) \exp\left(-i\frac{k_{\perp}^2}{2k}z\right) \hat{E}(z = 0)$$

expression que l'on retrouve en écrivant l'équation paraxiale $2ik\frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp}E = 0$,

puis sa transformée de Fourier $2ik\frac{\partial \hat{E}}{\partial z} - k_{\perp}^2 \hat{E} = 0$, équations à variables séparées qui se résout en $\hat{E}(z) = \hat{E}(z_0) \exp\left(-i\frac{k_{\perp}^2}{2k}(z - z_0)\right)$

La relation réelle donne ainsi le champ lointain en fonction du champ proche :
on a, en posant $R_p^2 = x^2 + y^2$ et $R_\ell^2 = X^2 + Y^2$,

$$E_{\text{CL}}(X_\ell, Y_\ell) = \frac{e^{ikf}}{i\lambda f} \exp i \frac{kR_\ell^2}{2f} \iint_{\text{pupille}} E_{\text{CP}}(X_p, Y_p) \underbrace{e^{-i \frac{kR_p^2}{2f}}}_{\text{Lentille}} \underbrace{e^{i \frac{kR_p^2}{2f}}}_{\text{Propagateur de Fresnel}} \exp \left(-i2\pi \left(\frac{X_\ell}{\lambda f} X_p + \frac{Y_\ell}{\lambda f} Y_p \right) \right) dX_p dY_p$$

Dans la mesure où $\frac{kR_\ell^2}{2f} \approx 10^{-4} \ll 1$, on obtient

$$E_{\text{CL}}(X_\ell, Y_\ell) \propto \frac{1}{\lambda f} \hat{E}_{\text{CP}} \left(\frac{X_\ell}{\lambda f}, \frac{Y_\ell}{\lambda f} \right)$$

relation qui traduit le fait que le champ lointain est la transformée de Fourier du champ proche, au facteur quadratique $\exp i \frac{kR_\ell^2}{2f}$ près, quasi constant dans les conditions de l'expérience.

Annexe III

Liste des publications et actes de conférences

III.A. Publications en lien avec le sujet

1. **Laser-plasma interaction in the context of inertial fusion : experiments and modeling**
C. Labaune, K. Lewis, H. Bandulet, S. Depierreux, S. Hüller, P.E. Masson-Laborde, D. Pesme, and P. Loiseau Euro. Phys. J. D 44, 283 (2007).
2. **Experimental study of the stimulated Brillouin scattering saturation at 527 nm**
S. Depierreux, K. Lewis, C. Labaune, C. Stenz Journal of Physics IV, 317, 29 (2006).
3. **Beam propagation and laser-plasma interaction in the context of inertial fusion**
C. Labaune, K. Lewis, H.C. Bandulet, S. Depierreux, S. Hüller, P.E. Masson-Laborde, D. Pesme European Physical Journal D (2006).
4. **Studies on laser beam propagation and stimulated scattering in multiple beam experiments**

C. Labaune, K. Lewis, H. Bandulet, S. Depierreux, S. Hüller, P.E. Masson, D. Pesme, G. Riazuelo *Journal of Physics IV*, 133, 29 (2006).

5. Modeling of imaging diagnostics for laser plasma interaction experiments with the code PARAX

K. Lewis, G. Riazuelo, C.Labaune *Review of Scientific Instruments*, 76, 093502 (2005)

6. Modeling of imaging diagnostics for laser plasma interaction experiments with the code PARAX

K. Lewis, G. Riazuelo, C.Labaune *High Field Physics, Virtual Journal of Ultrafast Science*, 4, 10 (2005).

7. Thomson-Scattering Study of the Subharmonic Decay of Ion-Acoustic Waves Driven by the Brillouin Instability

H.C. Bandulet, C. Labaune, K.Lewis, S.Depierreux *Physical Review Letters* 93, 035002 (2004)

8. Laser-Plasma Interaction Experiments in the Context of Inertial Fusion

C. Labaune, H. Bandulet, S. Depierreux, K. Lewis, P. Michel, A. Michard, H.A. Baldis, D. Pesme, S. Hüller, V. Tikhonchuk, C. Riconda, S. Weber *Plasma Phys. Control. Fusion* 46, B301 (2004).

9. Strong reduction of the spatial degree of coherence of a laser beam propagating through a preformed plasma.

P. Michel, C. Labaune, H.C. Bandulet, K. Lewis, S. Depierreux, S. Hulin, G. Bonnaud, V. T. Tikhonchuk, S. Weber, G. Riazuelo, H.A. Baldis and A. Michard *Phys. Rev. Lett.* 92, 175001 (2004).

III.B. Conférences avec actes

1. Transmission of a single hot spot beam through an underdense plasma

K. Lewis, C. Labaune, S. Depierreux, G. Riazuelo, H. Bandulet, L.V. Powers, S. Hulin, A. Michard Conference of the European Physical Society, Londres (2004)

2. **Intensity distribution of a RPP laser beam propagating through a plasma**

G. Riazuelo, K. Lewis, C. Labaune, S. Depierreux, H. Bandulet Conference of the European Physical Society, Londres (2004)

3. "Propagation and filamentation of a single hot spot in a laser-produced plasma : experiments" **Inertial Fusion Sciences and Applications** (IFSA 2003), Monterey California, USA, September 7-12, 2003. The American Nuclear Society

4. "Plasma induced incoherence and beam smoothing of a laser beam propagating through a plasma" présenté par C. Labaune, **Inertial Fusion Sciences and Applications** (IFSA 2003), Monterey (CA), September 7-12, 2003. The American Nuclear Society

5. "Influence of long wavelength ion acoustic waves on the growth of stimulated Brillouin scattering in an underdense preformed plasma" présenté par H. Bandulet. **Inertial Fusion Sciences and Applications** (IFSA 2003), Monterey (CA), September 7-12, 2003. The American Nuclear Society

6. "Propagation and filamentation of a single hot spot in a laser-produced plasma : experiments and simulations", prix de la meilleure présentation poster, **European physical society conference on plasma physics** (EPS 2004), Imperial College London, June 28-july 2, 2004.

Résumé :

L'étude de la propagation d'un faisceau laser intense dans un plasma chaud est très importante pour la fusion thermonucléaire par confinement inertiel. Nous présentons dans ce travail de thèse des expériences réalisées à l'aide d'un faisceau laser focalisé au plus proche de la limite de diffraction, afin de simplifier la géométrie de l'interaction laser plasma, et de comparer les résultats obtenus avec ceux de simulations numériques adaptées aux conditions de l'expérience.

Nous étudions la modification de la distribution d'intensité laser au cours du temps, et en différents plans de propagation, à partir de l'imagerie résolue en temps et en espace de cette distribution d'intensité, en champ proche et en champ lointain.

Nous présentons notamment la première observation expérimentale de l'instabilité de filament, l'éclatement du faisceau fonction du temps, de l'espace, du gradient de vitesse.

Nous donnons enfin la première et unique observation d'images de la localisation transverse de la rétrodiffusion BRILLOUIN stimulée.

Abstract :

The propagation of an intense laser beam through a preformed plasma is of particular interest in order to achieve laser inertial confinement fusion. Experiments carried out with a near-diffraction limited laser beam, producing a single hot spot interacting with the plasma, delivered new results, presented in this Ph.D. dissertation. In particular the first experimental observation of the filament instability confirms the numerous theoretical and numerical studies on the subject. Beam spreading and filamentation thresholds are studied thanks to near-field and far-field images, with respect to laser intensity, time and space, and plasma transverse velocity.

Same diagnostics have been applied to the stimulated BRILLOUIN scattered light, enabling the first observation of the transverse BRILLOUIN activity in the plasma.